



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA INDUSTRIALE
Corso di Laurea in Ingegneria Meccanica

Tesi di Laurea Magistrale

**ANALISI SPERIMENTALE DELLA CONDENSAZIONE IN
MINI E MICRO-CANALI: REGIMI DI DEFLUSSO E
COEFFICIENTI DI SCAMBIO TERMICO**

Relatore: Prof. DAVIDE DEL COL

Correlatore: Ing. MARCO AZZOLIN

Laureando: FABIO LATINI

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

SOMMARIO

Lo scopo principale di questa tesi è lo studio dello scambio termico durante la condensazione di R134a in un minicanale da 3.38 mm, con visualizzazione del regime di deflusso attraverso un tubo in vetro borosilicato posizionato al centro della sezione nonché dello scambio termico in condensazione del propilene (R1270) in un microcanale di diametro 0.96 mm. Il regime di deflusso influenza in maniera decisiva lo scambio termico durante la condensazione, e questo studio è stato fatto appositamente per avere una maggiore comprensione. Fattori come la gravità hanno un effetto importante sui coefficienti di scambio termico, in modo particolare alle basse portate specifiche e in misura inversa al diametro del canale. Oltre al calcolo dei coefficienti di scambio termico, durante le prove vengono acquisiti dei video sul canale in vetro borosilicato per l'analisi dei regimi di deflusso e confrontati con delle mappe di alcuni autori. Una volta calcolati i coefficienti e le perdite di carico nelle sezioni di misura, i risultati vengono confrontati e discussi con modelli presenti in letteratura. Viene inoltre proposta una nuova tecnica di misurazione del film liquido utilizzando immagini e video ottenuti durante una campagna di voli parabolici svolta per valutare l'influenza della gravità sui regimi di deflusso e sullo scambio termico, confrontata poi con modelli in letteratura per la determinazione del film di liquido.

INDICE

1.INTRODUZIONE	19
1.1 Criteri per la scelta dei refrigeranti.....	21
1.2 Designazione e classificazione dei refrigeranti	22
1.3 Refrigeranti utilizzati e loro caratteristiche	23
1.3.1 R134a	23
1.3.2 Propilene.....	24
2.APPARATO SPERIMENTALE.....	25
2.1 Descrizione dell'impianto	25
2.1 Sezioni sperimentali	30
2.1.1 Sezione da 3.38 mm per la misura dei coefficienti di scambio termico	30
2.1.2 Sezione da 0.96 mm per la misura dei coefficienti di scambio termico (HTC)	31
2.1.3 Sezione da 0.96 mm per le perdite di carico	33
2.2 Strumentazione.....	34
3.CALIBRAZIONE DEL SISTEMA.....	39
3.1 Programma di acquisizione	39
3.1.1 Metodo di acquisizione dati.....	39
3.2 Calibrazione	40
3.2.1 Calibrazione delle termocoppie lato acqua.....	40
3.2.2 Calibrazione delle termopile.....	41
3.2.3 Calibrazione delle termocoppie di parete.	43
3.2.4 Calibrazione termocoppie lato refrigerante.	45
3.2.5 Test sulle dissipazioni	45
4. RIDUZIONE DEI DATI E RISULTATI SPERIMENTALI	47
4.1 Test preliminari sezione di scambio termico da 3.38mm con R134a.....	47
4.1.1 Perdite di carico monofase	47
4.1.2 Scambio termico in monofase liquido.....	48
4.1.2.1 Riduzione dati	48
4.1.2.2 Risultati sperimentali	52
4.1.3 Accordo tra temperatura e pressione di saturazione.....	55
4.1.4 Correzioni applicate	55
4.2. Test in condensazione in sezione di misura da 3.38 mm con R134a	57
4.2.1 Riduzione dati.....	57
4.2.2 Risultati sperimentali.....	58
4.2.3 Visualizzazione dei regimi di deflusso.....	69
4.2.3.1 Regimi di deflusso	69

4.2.3.2 Parametri influenti	70
4.2.3.3 Acquisizione dei video e delle immagini.....	71
4.2.3.4 Considerazioni sulle immagini acquisite	79
4.3 Test in condensazione in sezione da 0.96 mm con R1270.....	80
4.3.1 Riduzione dati	80
4.3.2 Correzioni applicate	81
4.3.3 Risultati in condensazione	81
4.4 Test sulle perdite di carico in sezione da 0.96 mm con R1270.....	82
4.4.1 Riduzione dati	82
4.4.2 Risultati sperimentali	83
4.4.2.1 Perdite di carico monofase.....	83
4.4.2.2 Perdite di carico bifase.....	83
5. ANALISI DELL'INCERTEZZA	89
5.1 Procedimento di stima dell'incertezza	89
5.2 Espressione dell'incertezza.....	89
5.2.1 Incertezza di tipo A e tipo B	90
5.2.2 Incertezza combinata ed estesa	91
5.3 Incertezza HTC nella sezione di misura da 3.38 mm	92
5.3.1 Incertezza combinata sulla portata di massa d'acqua	93
5.3.2 Incertezza combinata sulle termopile.....	93
5.3.3 Incertezza combinata sul flusso termico	94
5.3.5 Incertezza combinata sul diametro idraulico.....	94
5.3.6 Incertezza combinata sulla lunghezza dei settori.....	94
5.3.7 Incertezza combinata sulla temperatura di saturazione.....	94
5.3.8 Incertezza combinata sulla temperatura di parete	96
5.4 Incertezza sul titolo di vapore nella sezione di misura da 3.38mm	96
5.5 Incertezza estesa	98
5.6 Risultati ottenuti.....	98
5.6.1 Incertezza ottenuta in sezione da 3.38 mm con R134a	98
5.6.2 Incertezza ottenuta in sezione da 0.96 mm con R1270.....	102
6. CONFRONTO CON MODELLI IN LETTERATURA.....	107
6.1 Modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico.....	107
6.1.1 Modello di Cavallini et al. (2002).....	108
6.1.1.1 Descrizione del modello	108
6.1.1.2 Confronto con Cavallini et al. (2002).....	111
6.1.2 Modello di El Hajal-Thome et al. (2003).....	114
6.1.2.1 Descrizione del modello	114

6.1.2.2 Confronto con El Hajal-Thome et al. (2003)	122
6.1.3 Modello di Cavallini et al. (2006)	126
6.1.3.1 Descrizione del modello.....	126
6.1.3.2 Confronto con Cavallini et al. (2006) in sezione da 3.38 mm.....	128
6.1.3.3 Confronto con Cavallini et al. (2006) in sezione da 0.96 mm.....	132
6.1.4 Modello di Garimella et al. (2014).....	136
6.1.4.1 Descrizione del modello.....	136
6.1.4.2 Confronto con Garimella et al. (2014)	141
6.1.5 Modello di Suliman et al. (2009).....	144
6.1.5.1 Descrizione del modello.....	144
6.1.5.2 Confronto con Suliman et al. (2009).....	146
6.1.6 Modello di Moser et al. (1998).....	151
6.1.6.1 Descrizione del modello.....	151
6.1.6.2 Confronto con Moser et al. (1998).....	153
6.1.7 Modello di Shah et al. (2009).....	156
6.1.7.1 Descrizione del modello.....	156
6.1.7.2 Confronto con Shah et al. (2009)	157
6.2 Modelli per le perdite di carico	160
6.2.1 Modello di Del Col et al. (2013)	160
6.2.1.1. Descrizione del modello.....	160
6.2.1.2 Confronto con Del Col et al. (2013).....	162
7.MISURAZIONE DELLO SPESSORE DEL FILM.....	167
7.1 Sezione di misura e strumentazione	167
7.2 Metodo di misurazione secondo Donniacuo et al. (2015).....	168
7.2.1 Distorsione dell'immagine	168
7.2.2 Misurazione del canale in vetro.....	171
7.2.3 Analisi preliminare delle immagini	172
7.2.4 Fattore di ingrandimento e spessore reale del film liquido	174
7.3 Metodo di misurazione secondo Le Nguyen et al. (2016).....	175
7.4 Tecniche di rilevazione del profilo del film	177
7.5 Confronto dei modelli di misurazione con modelli in letteratura.....	179
8.CONCLUSIONI	185

INDICE DELLE FIGURE

Fig. 1 Pompa lato refrigerante	26
Fig. 2 Evaporatore	28
Fig. 3 Vaso di espansione	28
Fig. 4 Filtro disidratatore	28
Fig. 5 Bagni Termostatici	29
Fig. 6 Schema dell'impianto: PS (presezione); FD (filtro disidratatore); PV (vaso di espansione);TV/BV(valvola); CFM (misuratore ad effetto Coriolis); MF (filtro meccanico); P (trasduttore di pressione); T(trasduttore di temperatura); DP(trasduttore differenziale di pressione)	29
Fig. 7 Schema costruttivo della sezione di misura da 3.38 mm	31
Fig. 8 Schema della sezione di misura da 0.96 mm per il calcolo dei coefficienti di scambio termico.....	32
Fig. 9 Sezione di misura da 0.96 mm sezionata per il calcolo dei coefficienti di scambio termico	32
Fig. 10 Posizionamento delle termocoppie di parete sulla sezione di misura da 0.96 mm	33
Fig. 11 Misuratore di portata refrigerante ad effetto Coriolis	35
Fig. 12 Trasduttori di portata.....	36
Fig. 13 Trasduttori relativi di pressione Rosemount	36
Fig. 14 Supertermometro (Hart Scientific 1590 1PPM Super Thermometer II)	40
Fig. 15 Grafici di calibrazione delle termocoppie lato acqua relative al 1° settore.....	41
Fig. 16 Grafico di calibrazione della termocoppia di parete 29	45
Fig. 17 Valutazione delle perdite di scambio termico relative al 1° settore	46
Fig. 18 Confronto tra coefficienti d'attrito teorici e sperimentali in funzione di Re in sezione di misura da 3.38 mm	48
Fig. 19 Confronto tra numeri di Nusselt sperimentali e teorici secondo Gnielinski con il refrigerante in riscaldamento nella sezione di misura 3.38 mm	53
Fig. 20 Confronto tra numeri di Nusselt sperimentali e teorici secondo Gnielinski con il refrigerante in raffreddamento nella sezione di misura da 3.38 mm	53
Fig. 21 Confronto tra HTC sperimentali monofase liquido e HTC calcolati con Gnielinski in sezione di misura	54
Fig. 22 Andamento dell'HTC sperimentale monofase liquido in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm	54
Fig. 23 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare della velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in condensazione in sezione di misura da 3.38 mm.....	59

Fig. 24 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare delle velocità di massa $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in condensazione in sezione di misura da 3.38 mm	59
Fig. 25 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ calcolato con la temperatura media aritmetica e logaritmica	60
Fig. 26 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione della velocità di massa in condensazione	61
Fig. 27 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm	61
Fig. 28 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm	62
Fig. 29 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm	63
Fig. 30 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm	63
Fig. 31 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della variazione di titolo all'interno di ogni settore in sezione di misura da 3.38 m	64
Fig. 32 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della temperatura media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm	64
Fig. 33 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della variazione di titolo all'interno di ogni settore in sezione di misura da 3.38 m	65
Fig. 34 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della temperatura media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm	66
Fig. 35 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della variazione di titolo all'interno di ogni settore in sezione di misura da 3.38 m	66
Fig. 36 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della temperatura media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm	67
Fig. 37 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della portata di massa media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm ..	67
Fig. 38 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della portata di massa media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm ..	68

Fig. 39 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della portata di massa media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm...	68
Fig. 40 Regimi di deflusso considerati in Nema et al. (2014)	70
Fig. 41 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.26$	71
Fig. 42 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.37$	71
Fig. 43 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.45$	71
Fig. 44 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.58$	72
Fig. 45 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.65$	72
Fig. 46 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.73$	72
Fig. 47 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.81$	72
Fig. 48 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.21$	73
Fig. 49 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.27$	73
Fig. 50 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.37$	73
Fig. 51 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.46$	74
Fig. 52 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.54$	74
Fig. 53 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.68$	74
Fig. 54 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.81$	75
Fig. 55 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.41$	75
Fig. 56 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.52$	75
Fig. 57 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.58$	76
Fig. 58 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.69$	76
Fig. 59 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.81$	76
Fig. 60 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.44$	77
Fig. 61 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.52$	77
Fig. 62 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.60$	77
Fig. 63 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.69$	78
Fig. 64 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.79$	78
Fig. 65 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.88$	78
Fig. 66 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore in sezione da 0.96 mm in condensazione	82
Fig. 67 Perdite di carico monofase liquido e vapore in sezione da 0.96 mm per le perdite di carico	83
Fig. 68 Gradiente di pressione sperimentale in funzione del titolo di vapore e al variare della velocità di massa in sezione da 0.96 mm per le perdite di carico.....	84
Fig. 69 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm.....	99

Fig. 70 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm	99
Fig. 71 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm	100
Fig. 72 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm	100
Fig. 73 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare della velocità di massa con relativi valori di incertezza estesa con $G=(100,150,200) \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm.....	102
Fig. 74 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore con relativi valori di incertezza estesa con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm.....	102
Fig. 75 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alle velocità di massa $G=(150,300,800) \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 0.96 mm.....	103
Fig. 76 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare della velocità di massa con relativi valori di incertezza estesa in sezione di misura da 0.96 mm	104
Fig. 77 Mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2002)	110
Fig. 78 Confronto dei dati sperimentali secondo Cavallini et al. (2002) in sezione di misura da 3.38 mm	111
Fig. 79 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2002) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm.....	112
Fig. 80 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2002) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm.....	113
Fig. 81 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2002) in funzione della differenza di temperatura di saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm.....	113
Fig. 82 Mappa dei regimi di deflusso secondo Kattan-Thome-Favrat con le curve di transizione per evaporazione e condensazione.....	115
Fig. 83 Parametri geometrici per il deflusso bifase in un canale circolare secondo El Hajal et al. (2003).....	116
Fig. 84 Descrizione della zona soggetta a condensazione a film e condensazione convettiva secondo Thome et al. (2003).....	120
Fig. 85 Confronto dei dati sperimentali con modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in sezione di misura da 3.38 mm.....	122
Fig. 86 Mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) in sezione da 3.38 mm.....	123
Fig. 87 Errori assoluti del modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm.....	124
Fig. 88 Errori assoluti del modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm.....	124

Fig. 89 Errori assoluti del modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm	125
Fig. 90 Confronto tra la mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) e Cavallini et al.(2002)	126
Fig. 91 Mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2006).....	127
Fig. 92 Risultati sperimentali confrontati con la mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 3.38 mm.....	129
Fig. 93 Confronto dei dati sperimentali con modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 3.38 mm.....	130
Fig. 94 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm	131
Fig. 95 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm	131
Fig. 96 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della differenza di temperatura di saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm	132
Fig. 97 Confronto dei dati sperimentali con modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 0.96 mm	133
Fig. 98 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm	134
Fig. 99 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm	134
Fig. 100 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 0.96 mm	135
Fig. 101 Transizioni dei regimi di deflusso secondo Garimella et al. (2014)	139
Fig. 102 Confronto dei dati sperimentali con modello di Garimella et al. (2014) in sezione di misura da 3.38 mm	141
Fig. 103 Andamento degli HTC calcolati con il modello di Garimella et al. (2014) in sezione di misura da 3.38 mm	142
Fig. 104 Confronto tra HTC calcolato con Garimella et al. (2014) e HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore a $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm.....	143
Fig. 105 Errori assoluti del modello di Garimella et al. (2014) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm	143
Fig. 106 Errori assoluti del modello di Garimella et al. (2014) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm	144
Fig. 107 Mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) e nuova linea di transizione secondo Suliman et al. (2009)	146

Fig. 108 Confronto dei dati sperimentali con modello di El Hajal-Thome et al. (2003) modificato con Suliman et al. (2009) in sezione da 3.38 mm	147
Fig. 109 Mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) e nuova linea di transizione secondo Suliman et al. (2009).....	148
Fig. 110 Confronto dei dati sperimentali con modello di Cavallini et al. (2006) modificato con Suliman et al. (2006) in sezione da 3.38 mm.....	150
Fig. 111 Confronto tra la linea di transizione proposta da Cavallini et al. (2006) e linea di transizione proposta da Suliman et al. (2009).....	150
Fig. 112 Confronto dei dati sperimentali con modello di Moser et al. (1998) in sezione da 0.96 mm	153
Fig. 113 Errori assoluti del modello di Moser et al. (1998) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm.....	154
Fig. 114 Errori assoluti del modello di Moser et al. (1998) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm.....	154
Fig. 115 Errori assoluti del modello di Moser et al. (1998) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 0.96 mm.....	155
Fig. 116 Confronto dei dati sperimentali con modello di Shah et al. (2009) in sezione da 0.96 mm	157
Fig. 117 Errori assoluti del modello di Shah et al. (2009) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm.....	158
Fig. 118 Errori assoluti del modello di Shah et al. (2009) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm.....	158
Fig. 119 Errori assoluti del modello di Shah et al. (2009) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 0.96 mm.....	159
Fig. 120 Confronto dei dati sperimentali con modello di Del Col et al. (2013) in sezione da 0.96 mm per le perdite di carico	163
Fig. 121 Errori assoluti del modello di Del Col et al. (2013) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm per le perdite di carico.....	163
Fig. 122 Schema del sistema di visione utilizzato durante il volo parabolico	168
Fig. 123 Sistema di visualizzazione utilizzato da Fu et al. (2009) per la determinazione del fattore di ingrandimento e la ricostruzione 3-D dell'immagine	169
Fig. 124 Schematizzazione dell'ingrandimento dell'immagine per la geometria circolare secondo Fu et al. (2009).....	170
Fig. 125 Effetto del rapporto tra spessore di parete e raggio interno sull'ingrandimento dell'immagine secondo Fu et al. (2009)	171
Fig. 126 Sistema di visualizzazione per il calcolo del diametro interno del tubo.....	172
Fig. 127 Immagine relativa al volo parabolico in scala di grigi (1280 x 300) pixels	173

Fig. 128 Immagine binaria relativa al volo parabolico (1280 x 300) pixels.....	173
Fig. 129 Metodo per l'identificazione del diametro esterno ed interno tramite l'analisi del gradiente dell'immagine.....	173
Fig. 130 Confronto tra la posizione osservata dal sistema di visualizzazione e quello reale applicando il metodo di Fu et al. (2009) alla nuova tecnica.....	174
Fig. 131 Curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) per il tubo in vetro borosilicato da 3.4 mm.....	176
Fig. 132 Confronto tra il nuovo metodo di misurazione e la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) applicate al tubo in vetro borosilicato da 3.38 mm.....	176
Fig. 133 Particolare per spessori di film inferiori a 0.5 mm nel confronto tra il nuovo metodo di misura e la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) applicate al tubo in vetro borosilicato da 3.38 m.....	177
Fig. 134 Determinazione dei contorni e delle regioni di liquido secondo Le Nguyen et al. (2016)	178
Fig. 135 Determinazione del profilo del film liquido inferiore e superiore secondo Le Nguyen et al. (2016).....	178
Fig. 136 Determinazione del profilo del film di liquido con la nuova tecnica di misura.....	179
Fig. 137 Confronto tra valori calcolati con la nuova tecnica e i valori trovati con la formula suggerita da El Hajal-Thome et al. (2003).....	180
Fig. 138 Confronto tra valori calcolati con la nuova tecnica e i valori trovati con la formula suggerita da Cavallini et al. (2002).....	181
Fig. 139 Confronto dello spessore del film in funzione del titolo di vapore a $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ secondo El Hajal-Thome et al. (2003) e Cavallini et al. (2002).....	181
Fig. 140 Confronto dello spessore del film in funzione del titolo di vapore a $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ secondo El Hajal-Thome et al. (2003) e Cavallini et al. (2002).....	182
Fig. 141 Confronto tra i valori trovati con la nuova tecnica e i valori calcolati con la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) con modello di El Hajal-Thome et al. (2003).....	183

INDICE DELLE TABELLE

Tab. 1 Proprietà dell'R134a alla temperatura di saturazione di 40 °C.....	24
Tab. 2 Proprietà del propilene alla temperatura di saturazione di 40 °C.....	24
Tab. 3 Coefficienti relativi al polimonio polTp.....	43
Tab. 4 Coefficienti relativi ai polimonio polTp_INV.....	43
Tab. 5 Verifica dell'accordo tra temperatura e pressione di saturazione alla velocità di massa G=200 kg/(m ² s).....	55
Tab. 6 Coefficienti utilizzati nella valutazione delle perdite di scambio termico con l'ambiente nella sezione di misura da 3.38 mm	56
Tab. 7 Incertezza di tipo B relative ai parametri misurati in impianto	91
Tab. 8 Valori di incertezza estesa medi, massimi e minimi al variare della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm	101
Tab. 9 Valori di incertezza estesa medi, massimi e minimi al variare della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm	103
Tab. 10 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Cavallini et al. (2002)	108
Tab. 11 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2002) in sezione di misura da 3.38 mm.....	112
Tab. 12 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di El Hajal-Thome et al. (2003) ...	119
Tab. 13 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Thome et al. (2003) in sezione di misura da 3.38 mm	123
Tab. 14 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Cavallini et al. (2006)	127
Tab. 15 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 3.38 mm.....	129
Tab. 16 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 0.96 mm.....	135
Tab. 17 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Garimella et al. (2014).....	136
Tab. 18 Limiti delle zone di transizioni secondo Garimella et al. (2014)	139
Tab. 19 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Garimella et al. (2014) in sezione di misura da 3.38mm.....	142
Tab. 20 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Suliman et al. (2009).....	144
Tab. 21 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di El Hajal - Thome et al. (2003) con correzione secondo Suliman et al. (2009) in sezione di misura da 3.38mm.....	148
Tab. 22 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2006) con correzione secondo Suliman et al. (2009) in sezione di misura da 3.38mm	151

Tab. 23 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Moser et al. (1998)	151
Tab. 24 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Moser et al. (1998) in sezione di misura da 0.96 mm.....	155
Tab. 25 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Shah et al. (2009).....	156
Tab. 26 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Shah et al. (2009) in sezione di misura da 0.96 mm	159
Tab. 27 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Del Col et al. (2013).....	160

1.INTRODUZIONE

I mini e micro canali sono sempre più utilizzati dalle industrie per permettere la costruzione di scambiatori di calore sempre più compatti per una completa varietà di applicazioni. Negli ultimi anni, nelle applicazioni in cui vengono utilizzati fluidi refrigeranti dannosi dal punto di vista ambientale, l'utilizzo di canali di dimensioni ridotte ha permesso di ridurre la carica presente nell'impianto o nel circuito considerato, riducendo notevolmente i rischi relativi all'inquinamento e alla riduzione dell'ozono. Il protocollo di Montreal, stipulato per l'evidente riduzione dello strato di ozono, impose l'eliminazione commerciale dei cloro-fluoro-carburi (CFCs) e una progressiva uscita dal mercato degli idro-cloro-fluoro-carburi (HCFCs). Queste restrizioni furono applicate con l'intento di favorire gli idro-fluoro-carburi (HFCs) per l'utilizzo in molte delle applicazioni industriali e commerciali. Oltre all'aspetto puramente ambientale, ridurre le dimensioni dei canali permette di ridurre anche i costi di fabbricazione, che al giorno d'oggi non possono essere un argomento da trascurare. Webb e Lee (2001) investigarono sull'utilizzo di un condensatore a microcanali confrontato con un condensatore avente canale di 7 millimetri, notando una riduzione dei costi di produzione del 55% tra il primo e il secondo condensatore. L'arte di utilizzare micro e minicanali ha permesso di ottenere alti coefficienti di scambio termico con elevati rapporti tra superficie e volume, ottenendo condensatori compatti come quelli necessari al condizionamento automobilistico. In letteratura, la condensazione in micro e minicanali è affrontata in maniera parziale, ma è risaputo che una riduzione del diametro idraulico comporta un aumento del coefficiente di scambio termico durante la condensazione, influenzato dalla variazione delle forze di attrito, dalla gravità e dalla tensione superficiale. Per quanto riguarda la classificazione dei canali, essa risulta essere un argomento molto discusso in letteratura, ma tutt'ora non si ha una classificazione univoca. Questo è dovuto anche al fatto che certi comportamenti del fluido, variano sia al variare del diametro sia al variare delle condizioni operative del fluido, con la difficoltà di dare una valutazione oggettiva. Numerosi autori come Kew e Cornwell (1997), Harichian e Garimella (2010), Kandlikar e Grande (2002) proposero diversi criteri di valutazione dei canali. Dopo alcune valutazioni fatte in precedenza, si è deciso di definire il diametro da 3.38 mm come minicanale e il diametro da 0.96 mm come microcanale. Numerosi modelli, idealizzati per la progettazione di scambiatori di calore e condensatori, vengono applicati ai dati sperimentali, ognuno dei quali caratterizzato da un database ben definito. Nella sezione da 3.38 mm si è deciso di utilizzare come fluido refrigerante R134a, utilizzato ampiamente

nel settore automobilistico, non infiammabile ma con un alto GWP (Global Warming Potential). Il Global Warming Potential esprime il contributo di effetto serra relativamente all'effetto dell'anidride carbonica, posta come riferimento pari a 1. Altro parametro da tenere in considerazione è il parametro ODP(Ozone Depletion Potential) che è definito come valore relativo di degrado dello strato di ozono che il refrigerante utilizzato può causare. La scelta di utilizzare R134a in questa sezione sperimentale è dovuta al fatto che questo fluido è presente in molti studi eseguiti precedentemente e particolarmente utilizzato nella creazione dei modelli applicati per il calcolo del coefficiente di scambio termico. Nella sezione da 0.96 mm (sia per il calcolo dello scambio termico che per le perdite di carico) si è deciso di utilizzare il propilene(R1270), un idrocarburo generalmente utilizzato per la refrigerazione industriale e commerciale, naturale ma con alto livello di infiammabilità. L'importanza della visualizzazione del regime di deflusso sulla sezione da 3.38 mm, è di determinare le zone di transizione e i regimi di deflusso, confrontandoli eventualmente con le zone identificate da varie mappe di deflusso fornite da alcuni modelli. Difficoltoso è risultato essere negli anni lo studio del deflusso bifase tramite visualizzazione, sia dal punto di vista tecnico ed economico. La strumentazione necessaria e il tempo richiesto per un'analisi chiara e precisa risultano essere i fattori scoraggianti allo studio di questi fenomeni. Schleicer et al. (2008) svilupparono un tecnica basata sulla tomografia ottica, al fine di ottenere delle informazioni per ricostruire successivamente delle immagini 2-D, dalle quali attraverso una opportuna ricostruzione riuscirono ad ottenere delle immagini 3-D. Okawa et al. (2005) usarono due videocamere sincronizzate al fine di visualizzare la dinamica delle bolle all'interno di un tubo di 20 mm tramite una visualizzazione laterale e frontale, ottenute simultaneamente. Tamasaka et al. (1997), (1999) proposero un metodo per la processione delle immagini(SIM) al fine di misurare la configurazione interfacciale del deflusso a bolle in gravità e microgravità. J.A. Milkie et al. (2015), attraverso la visualizzazione del regime di deflusso all'interno di canali rispettivamente da 7 e 15 millimetri, svolge uno studio visivo sui regimi di deflusso utilizzando lo studio svolto da Dobson e Chato (1998) e confrontando le zone in cui avviene la transizione, con accordo superiore all'92%, mentre la misurazione del grado di vuoto viene confrontato con quello ottenuto tramite El Hajal-Thome et al. (2003), con il 99% dei valori con scostamento inferiore del 25% rispetto ai valori sperimentali. Negli anni, i modelli sono stati modificati tramite la collaborazione con altri laboratori, utilizzando dati già esistenti e aggiornandoli con altri. La conoscenza del regime di deflusso è fondamentale per il calcolo dello scambio termico e delle perdite di carico, entrambe influenzate dal

regime durante il deflusso bifase. Numerosi modelli presenti in letteratura sono stati applicati alla sezione da 3.38 mm e da 0.96 mm, i quali hanno un determinato database. Essendo la sezione da 3.38 mm recentemente costruita e rimontata dopo test in volo parabolico, si svolge uno studio completo di tutti i fattori influenti durante la condensazione. Per la sezione da 0.96 mm invece, Matkovič et al. (2009) studiarono i coefficienti di scambio termico locale con R134a e R32 in sezione di diametro pari a 0.96 mm, con i test eseguiti con temperatura di saturazione di 40°C, range di velocità 200÷1200 kg/m²s. L'autore confrontò i valori sperimentali del coefficiente di scambio con i modelli sviluppati per macrocanali. Cavallini et al. (2006) ottenne un accordo migliore rispetto agli altri modelli utilizzati. Ci limiteremo quindi a testare questa sezione studiata in passato con il fluido naturale R1270 e verificare le correlazioni presenti in letteratura.

1.1 Criteri per la scelta dei refrigeranti

Un generico fluido refrigerante che opera in un ciclo frigorifero deve soddisfare un numero di requisiti che possono essere suddivisi in due macrocategorie:

- La sicurezza delle persone che operano nei pressi dell'impianto contenente il fluido refrigerante preso in considerazione, in caso di perdita di fluido nell'ambiente;
- Le proprietà chimiche, fisiche, termodinamiche del refrigerante che devono essere adatte al tipo di condizioni di lavoro richieste e adatte a lavorare con il tipo di impianto utilizzato.

Il refrigerante ideale dovrebbe soddisfare tutti i requisiti descritti in seguito, cosa che risulta impossibile da un punto di vista pratico:

- Stabilità e inerte dal punto di vista chimico;
- Non tossico, non infiammabile e benigno nei confronti dell'atmosfera;
- Appropriati punti di ebollizione e punti critici ottimali per l'applicazione, bassa capacità termica del vapore, bassa viscosità e alta conduttività termica;
- Buona miscibilità/solubilità con lubrificanti, basso punto di congelamento, basso coefficiente di perdita, basso costo e la possibilità di riduzione della carica.

Data l'impossibilità di soddisfare tutti i criteri, bisogna specificare che il criterio più importante è sicuramente quello della stabilità chimica all'interno del sistema refrigerante. I restanti requisiti diventano di primaria importanza quando vi è il concreto rischio che il refrigerante si decomponga o reagisca con il materiale dei tubi. Quando il refrigerante viene

emesso in atmosfera, nel caso di completa stabilità chimica rimarrebbe libero per un tempo indefinito senza decomporsi. Quindi si necessita di una stabilità chimica, ma all'interno dell'impianto o del sistema, con la possibilità di decomporsi senza creare sostanze dannose se liberato in atmosfera. Le proprietà termodinamiche determinano le performance del sistema refrigerante. La pressione di esercizio non dovrebbe essere troppo elevata (per evitare inutili ma necessari impianti "rafforzati") e non troppo bassa. Una pressione d'esercizio inferiore a quella atmosferica provocherebbe indesiderate sacche d'aria all'interno dell'impianto (con penalizzazione dello scambio termico) con possibile formazione di ghiaccio (ice plugs) nel vaso d'espansione. Per quanto riguarda l'olio, generalmente presente all'interno del sistema nel caso di organi meccanici in contatto con il refrigerante stesso, e l'iterazione tra l'olio e il refrigerante deve essere necessariamente considerata. Oli ad alta solubilità sono usati ad esempio nei compressori ermetici, mentre oli immiscibili sono utilizzati quando il fluido refrigerante risulta essere l'ammoniaca.

1.2 Designazione e classificazione dei refrigeranti

In accordo con le regole internazionali, i refrigeranti sono designati dalla lettera R seguiti da due o tre numeri (se si tratta di composti inorganici insaturi i numeri sono quattro) e alcune volte sono seguiti da una o due lettere. La designazione $Rxyz$ è decisa dalla composizione chimica delle molecole:

- **x**: Per $0 < x < 3$ rappresenta il numero di atomi di carbonio nella molecola ridotti di uno e se x diventa minore di quattro. Se x diventa 0 si cancella. Per $x=4$ si intendono miscele zeotropiche e per $x=5$ le miscele azeotropiche. Per $x=6$ si intendono i composti organici e per $x=7$ i composti inorganici.
- **y**: Se $0 < x < 3$ allora y rappresenta il numero di atomi di idrogeno aumentati di uno. Per $x=4$ e $x=5$, il numero yz rappresenta, qualche volta accompagnato da una lettera, la composizione della miscela. Per $x=6$, y è pari a 0 per gli idrocarburi, pari a 1 per i composti ossigenati, pari a 2 per i composti di zolfo, pari a 3 per i composti di ossigeno. Per $x=7$, yz rappresenta la massa molecolare.
- **z**: Per $0 < x < 3$ rappresenta gli atomi di fluoro.

I refrigeranti vengono classificati in funzione della loro infiammabilità e della loro tossicità se presenti nell'ambiente. Si definisce la prima classificazione in funzione della tossicità:

- **CLASSE A** (più bassa tossicità): vengono classificati i refrigeranti con concentrazione in aria media ponderata senza effetto nocivo praticamente per la

totalità dei lavoratori, che possono essere esposti a essa giorno dopo giorno per normali giornate lavorative di otto ore e di quaranta ore settimanali il cui valore è uguale o superiore a 400 ml/m^3 .

- CLASSE B (più alta tossicità): vengono classificati i refrigeranti con concentrazione in aria media ponderata senza effetto nocivo praticamente per la totalità dei lavoratori, che possono essere esposti a essa giorno dopo giorno per normali giornate lavorative di otto ore e di quaranta ore settimanali il cui valore è inferiore a 400 ml/m^3 .

La seconda classificazione si fa in funzione dell'infiammabilità del refrigerante:

- CLASSE 1: Tutti i refrigeranti che non mostrano propagazione di fiamma quando sono provati a 60°C e $101,3 \text{ kPa}$.
- CLASSE 2: Tutti i refrigeranti che mostrano propagazione di fiamma quando sono provati a 60°C e $101,3 \text{ kPa}$, che hanno un Limite Inferiore di Infiammabilità LFL maggiore di 3.5% e Calore di Combustione HOC inferiore a 19000 kJ/kg .
- CLASSE 3: Tutti i refrigeranti che mostrano propagazione di fiamma quando sono provati a 60°C e $101,3 \text{ kPa}$, che hanno un Limite Inferiore di Infiammabilità LFL minore di 3.5% e Calore di Combustione HOC maggiore di 19000 kJ/kg .

Negli ultimi anni è nata una nuova classe di refrigeranti denominata A2L, che rappresentano dei refrigeranti infiammabili, ma che richiedono un valore di 100 g/m^3 per provocare la combustione, con Calore di Combustione HOC inferiore a 19000 kJ/kg e velocità di propagazione della fiamma inferiore a 10 cm/s .

1.3 Refrigeranti utilizzati e loro caratteristiche

1.3.1 R134a

E' un idro-fluoro-carburo(HFC) sviluppato per la sostituzione dell'R12. R134a non contiene nessun atomo di cloro e risulta quindi essere non aggressivo nei confronti dell'ozono, ma ha effetto serra. La temperatura normale di ebollizione è -26.16°C ed è un sostituto negli impianti contenenti anche R12. E' estremamente utilizzato in molte applicazioni, in particolare nel condizionamento dell'aria. Le temperature di utilizzo sono medio-alte, viene utilizzato anche nel condizionamento dell'aria nel settore automobilistico, residenziale e in applicazioni industriali, come i chiller centrifughi. Il valore di GWP è pari a 1400 circa, mentre il valore di ODP è considerato nullo. Classificato con la sigla A1 secondo ASHRAE.

Proprietà dell'R134a alla temperatura di saturazione di 40°C		
Proprietà	Valore	Unità di misura
Pressione di saturazione	10,2	bar
Densità del liquido	1146,7	kg/m ³
Densità del vapore	50,1	kg/m ³
Entalpia del liquido	256,4	J/kg
Entalpia del vapore	419,4	J/kg
Conducibilità termica liquido	0,074	W/(m K)
Conducibilità termica vapore	0,015	W/(m K)
Viscosità del liquido	161,7	μPa s
Viscosità del vapore	12,4	μPa s

Tab. 1 Proprietà dell'R134a alla temperatura di saturazione di 40 °C

1.3.2 Propilene

Il propilene è un idrocarburo(HC), e risulta essere un refrigerante naturale. L'aspetto maggiormente critico di questo refrigerante è l'infiammabilità, che risulta essere molto elevata. Trova comune impiego negli impianti di piccola capacità, così da permettere sicurezza aggiuntiva nel caso di perdita nell'ambiente. Le applicazioni maggiormente realizzate sono nel campo della refrigerazione commerciale, nei condizionatori d'aria e nelle pompe di calore. Il valore di GWP è pari a 2 e ODP nullo. Classificato con la sigla A3 secondo ASHRAE.

Proprietà dell'R1270 alla temperatura di saturazione di 40°C		
Proprietà	Valore	Unità di misura
Pressione di saturazione	16,5	bar
Densità del liquido	478,6	kg/m ³
Densità del vapore	35,7	kg/m ³
Entalpia del liquido	305,0	J/kg
Entalpia del vapore	608,4	J/kg
Conducibilità termica liquido	0,104	W/(m K)
Conducibilità termica vapore	0,022	W/(m K)
Viscosità del liquido	82,0	μPa s
Viscosità del vapore	9,8	μPa s

Tab. 2 Proprietà del propilene alla temperatura di saturazione di 40 °C

2.APPARATO SPERIMENTALE

In questo capitolo verrà illustrata in maniera dettagliata la strumentazione disponibile presso il laboratorio di scambio termico bifase dell'Università di Padova. Verrà descritto l'impianto sperimentale utilizzato per le misure del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico in mini e microcanali.

2.1 Descrizione dell'impianto

L'impianto è stato progettato al fine di permettere la condensazione (ed evaporazione) di fluidi refrigeranti variando le condizioni operative. L'intero impianto può essere suddiviso in quattro circuiti principali:

- Circuito lato refrigerante;
- Circuito dell'acqua calda per l'evaporatore;
- Circuito dell'acqua fredda necessaria al sottoraffreddamento del refrigerante in uscita delle sezioni;
- Circuito dell'acqua a temperatura controllata per le sezioni di scambio termico.

I circuiti dell'acqua e del circuito lato refrigerante possono essere regolati in portata e temperatura in funzione del test e delle condizioni operative desiderate. Lo scambio termico tra lato refrigerante e lato acqua avviene in controcorrente. Il refrigerante, condensato e sottoraffreddato nel post-condensatore, viene filtrato meccanicamente e deumidificato tramite un deumidificatore, per poi essere inviato ad una pompa ad ingranaggi a numero di giri variabile descritto in Fig. 1. Regolando il numero di giri della pompa, si regola la portata di massa del refrigerante. La regolazione è garantita dall'accoppiamento della pompa con un motore elettrico a velocità variabile tramite giunto magnetico. Il vantaggio principale di questo sistema è la separazione totale tra ingranaggi e motore elettrico, che in termini pratici garantisce:

- Assenza di lubrificante nel refrigerante. In molte applicazioni è necessario del lubrificante miscelato con il refrigerante per l'ottimale funzionamento della pompa, ma ciò provoca un peggioramento dal punto di vista dello scambio termico dovuto all'introduzione di un'ulteriore resistenza termica.
- La presenza minima di guarnizioni mi garantisce una sicurezza aggiuntiva dal punto di vista delle perdite di refrigerante nell'ambiente.



Fig. 1 Pompa lato refrigerante

La misura della portata di refrigerante è garantita da un misuratore di portata ad effetto Coriolis. Il refrigerante, una volta essere passato attraverso il misuratore di portata entra nell'evaporatore (descritto in Fig. 2) che è uno scambiatore di calore tubo in tubo, quello interno percorso dal refrigerante, quello esterno percorso da acqua riscaldata tramite un sistema di resistenze elettriche controllate da un sistema Proporzionale Integrativo Derivativo(PID). Il tubo contenente il fluido refrigerante nell'evaporatore è in rame. Il fluido esce dall'evaporatore come vapore surriscaldato, così da garantire la sola fase vapore all'ingresso della sezione di misura. Il fluido, tramite valvole di regolazione, verrà destinato alla sezione di misura da 3.38 mm o alle sezioni di misura dei coefficienti di scambio termico e le perdite di carico da 0.96 mm. La pressione viene rilevata tramite due trasduttori digitali di pressione, uno per la rilevazione della pressione relativa e l'altro per la rilevazione della pressione differenziale. Per la misurazione della portata d'acqua nella sezione di prova si utilizzano due misuratori di portata ad effetto Coriolis. Un vaso di espansione collegato ad una bombola di azoto (descritto in Fig. 3) assicura un sistema di controllo di pressione che necessita di poche regolazioni, situato nella parte inferiore dell'impianto e a contatto con la fase liquida del refrigerante. Vengono ora descritti i cinque sistemi ausiliari presenti nell'impianto:

- Circuito dell'acqua all'evaporatore: caratterizzato da un dispositivo di sicurezza per la pressione e da una pompa indipendenti dal resto del circuito. Tramite delle resistenze elettriche in serie, l'acqua viene riscaldata con una potenza massima pari a 6 kW e monitorato da un sistema PID. La temperatura di esercizio dell'acqua per l'evaporazione è fissata a 70°C circa e può essere modificata in funzione del grado di surriscaldamento e dalla pressione di esercizio presente in impianto;

- Circuito dell'acqua 1: permette il passaggio dell'acqua attraverso la pre-sezione (per le sezioni da 0.96 mm) e nel primo scambiatore della sezione da 3.38 mm. Il circuito, tramite valvole ad azionamento manuale, può essere suddiviso in funzione della portata richiesta nella sezione di misura. La portata di massa dell'acqua è misurata tramite un misuratore di portata ad effetto Coriolis. Il range di temperatura alla quale l'acqua può essere immessa nel circuito è 16÷69 °C con incertezza di ± 0.01 °C. All'ingresso e all'uscita del circuito sono presenti apposite camere per il miscelamento dell'acqua per essere sicuri di non avere stratificazione con temperature differenti. E' alimentato da un bagno termostatico Lauda in Fig.5;
- Circuito dell'acqua 2: permette il passaggio dell'acqua attraverso la sezione di misura del coefficiente di scambio termico da 0.96 mm e nel secondo scambiatore della sezione da 3.38 mm. Il circuito, tramite valvole ad azionamento manuale, può essere suddiviso in funzione della portata richiesta nella sezione di misura. La portata di massa dell'acqua è misurata tramite un misuratore di portata ad effetto Coriolis. Il range di temperatura alla quale l'acqua può essere immessa nel circuito è 16÷69 °C con incertezza di ± 0.01 °C. All'ingresso e all'uscita del circuito sono presenti apposite camere per il miscelamento dell'acqua per essere sicuri di non avere stratificazione con temperature differenti. E' alimentato da un bagno termostatico Lauda in Fig.5;
- Circuito del post condensatore: Il circuito è riempito con una miscela di acqua e glicole propilenico che permette la condensazione del fluido in uscita dalla sezione di prova e il suo sottoraffreddamento. La temperatura impostata è di 8°C. L'importanza di questo circuito è dovuta al fatto che nel caso in cui il fluido refrigerante arrivasse alla pompa con un certo titolo di vapore, provocherebbe un regime instabile di deflusso, dannoso anche dal punto di vista strutturale della pompa. Quindi il sottoraffreddamento è sempre necessario. Alimentato da un bagno termostatico Termohaake in Fig. 5;
- Circuito di raffreddamento: Il circuito ha la funzione, tramite l'utilizzo di acqua glicolata a 8°C, di mantenere il grado di sottoraffreddamento ottenuto al postcondensatore fino all'ingresso della pompa.

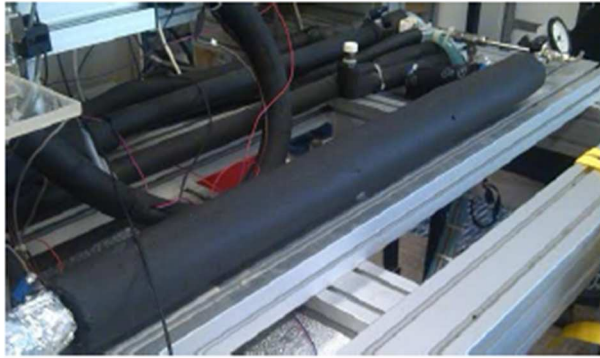


Fig. 2 Evaporatore



Fig. 3 Vaso di espansione



Fig. 4 Filtro disidratatore



Fig. 5 Bagni Termostatici

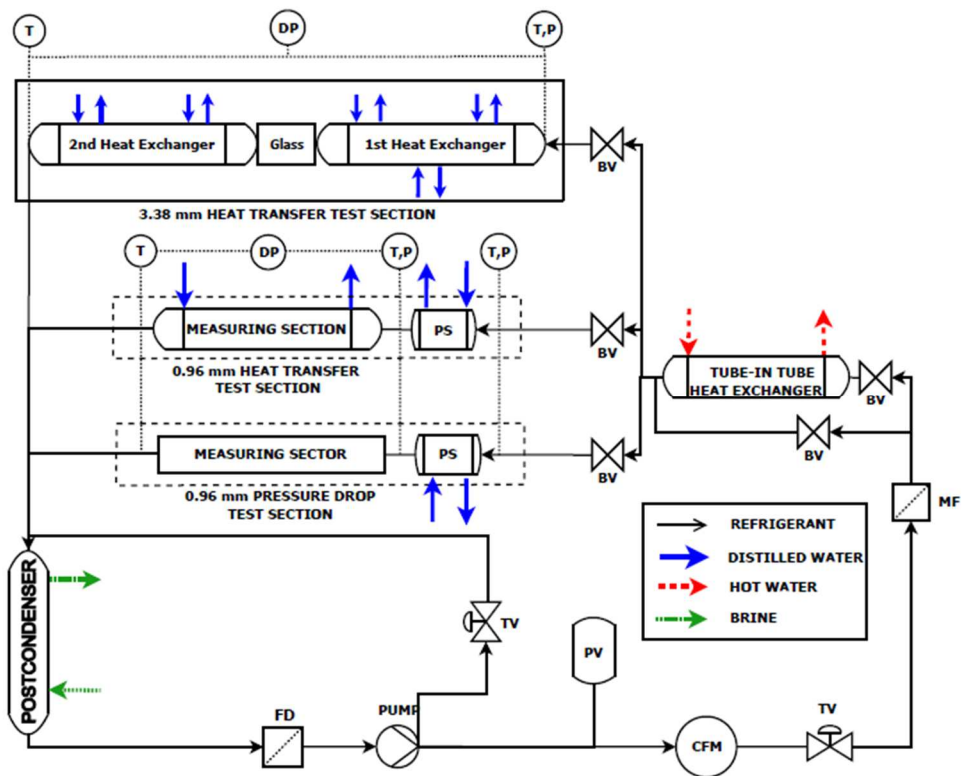


Fig. 6 Schema dell'impianto; PS (prezezione); FD (filtro disidratatore); PV (vaso di espansione);TV/BV(valvola); CFM (misuratore ad effetto Coriolis); MF (filtro meccanico); P (trasduttore di pressione); T(trasduttore di temperatura); DP(trasduttore differenziale di pressione)

2.1 Sezioni sperimentali

Le sezioni di misura studiate sono 3:

- La prima, per la misura dei coefficienti di scambio termico con diametro idraulico pari a 3.38 mm e fluido operativo R134a;
- La seconda, per la misura dei coefficienti di scambio termico con diametro idraulico pari a 0.96 mm e fluido operativo R1270;
- La terza, dedicata alle perdite di carico con fluido operativo R1270.

2.1.1 Sezione da 3.38 mm per la misura dei coefficienti di scambio termico

La sezione di prova è costituita da un minicanale circolare in rame ($\lambda=390 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$) con diametro interno di 3.38 mm, suddivisa in due macro sezioni che permettono la misurazione quasi-locale del coefficiente di scambio termico e la visualizzazione della tipologia di deflusso attraverso un tubo in vetro borosilicato collocato tra le due macro sezioni. Il design e la struttura in alluminio sono state studiate appositamente per creare una soluzione flessibile e compatta per la misurazione dei coefficienti di scambio termico durante i test effettuati durante il volo parabolico. Le due macro sezioni sono separate da un tubo in vetro borosilicato con lunghezza visibile di 150 mm per la visualizzazione del regime di deflusso, mentre ciascuna macro sezione è suddivisa in tre e due sezioni, ognuna di lunghezza pari a 100 mm (1°,2°,3° settore) e di 128 mm (4° e 5° settore) dove vengono effettuate le misurazioni. Tutti i settori sono opportunamente isolati con lo scopo di minimizzare le perdite di calore con l'ambiente.

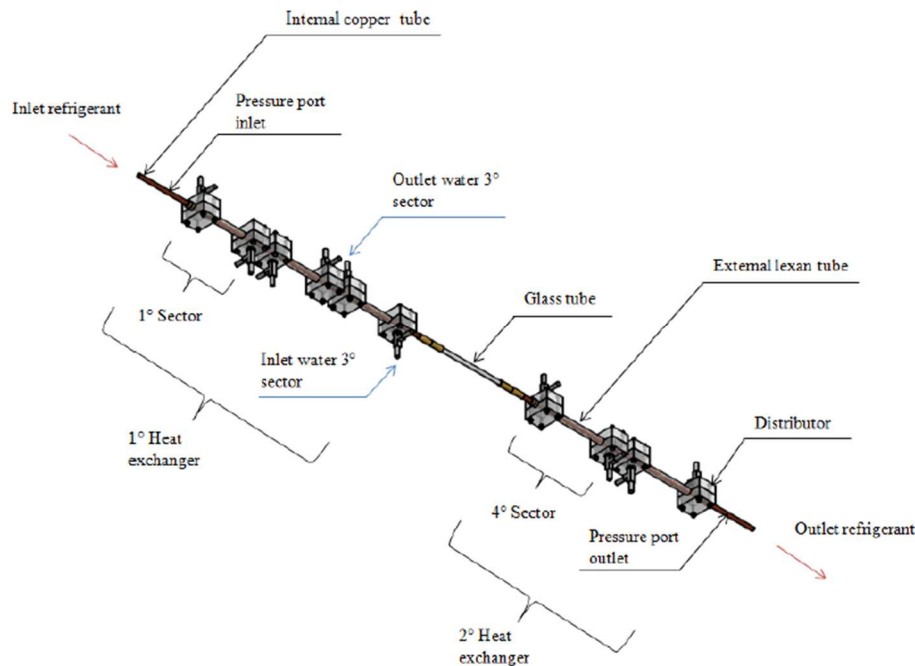


Fig. 7 Schema costruttivo della sezione di misura da 3.38 mm

Il tubo in rame di partenza di diametro pari a 7 mm è stato lavorato esternamente al fine di ottenere una superficie alettata riducendo così la resistenza termica esterna e permettendo il posizionamento delle termocoppie di parete. All'esterno del tubo alettato scorre acqua in controcorrente che garantisce l'adeguato flusso termico in ogni settore. In ciascun settore sono state posizionate delle termocoppie di tipo T(rame/costantina) inserite in fori di diametro 0.6 mm e distanti 0.6 mm dalla superficie interna del tubo. In ogni settore le termocoppie di parete sono posizionate in coppie vicine all'ingresso, al centro e vicine all'uscita. Ogni settore è caratterizzato da un gruppo ingresso acqua e un gruppo di uscita acqua, che attraverso un tubo in gomma e un distributore hanno il compito di distribuire l'acqua nel settore. La distribuzione nelle sezioni avviene in maniera ottimale attraverso tubi in Lexan provvisti di fori. Sul lato acqua di ogni settore sono presenti due termocoppie e una termopila a 3 giunzioni per la misura della differenza di temperatura tra l'acqua in ingresso e in uscita. Sul lato refrigerante opportune linee di pressione sono installate per la determinazione delle perdite di carico e delle pressioni in ingresso e in uscita della sezione di misura, inoltre due termocoppie sono posizionate in diretto contatto con il fluido in ingresso e in uscita dalla sezione.

2.1.2 Sezione da 0.96 mm per la misura dei coefficienti di scambio termico (HTC)

La sezione di misura per il calcolo dell'HTC è costituita da un microcanale circolare in rame di diametro idraulico pari a 0.96 mm ed è diviso in due parti: la prima parte, chiamata

“pre-sezione”, serve da desurriscaldatore e pre-condensatore con lunghezza di 0.05 m, mentre la seconda parte è costituita dalla sezione di misura dove avviene la condensazione, di lunghezza pari a 0.23 m. La pre-sezione e la sezione di misura sono collegate da un tubo capillare in acciaio inox (tratto adiabatico) di diametro pari a 0.76 mm, e un tubo simile collega l’ingresso in pre-sezione e l’uscita dalla sezione di misura all’impianto. In Fig. 8 e Fig. 9 viene rappresentata la sezione di misura per il calcolo dei coefficienti di scambio termico e per le perdite di carico.

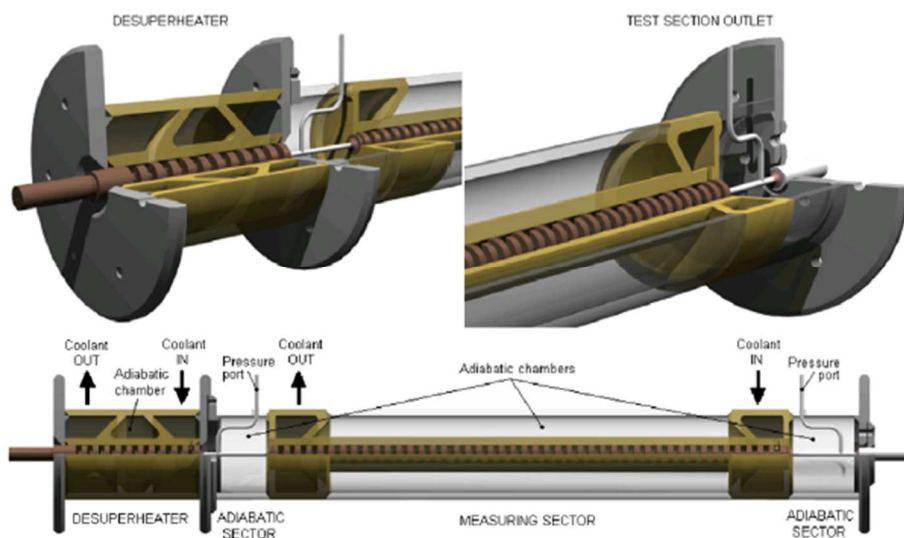


Fig. 8 Schema della sezione di misura da 0.96 mm per il calcolo dei coefficienti di scambio termico

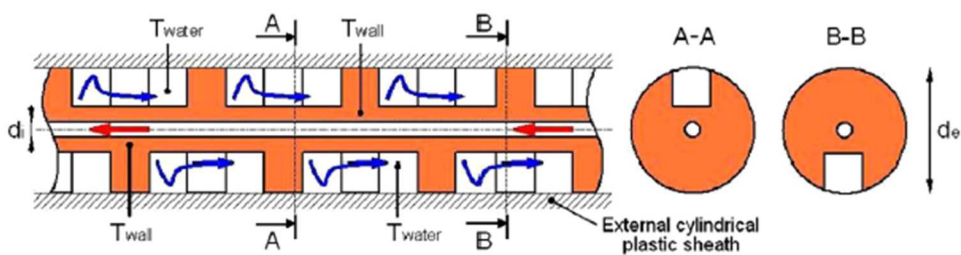


Fig. 9 Sezione di misura da 0.96 mm sezionata per il calcolo dei coefficienti di scambio termico

Le funzioni del tubo capillare sono:

- Assicurare una separazione termica adeguata tra pre-sezione e sezione di misura e tra sezione di misura e l’uscita dalla stessa;
- Per fornire dei tratti adiabatici dove vengono effettuate le misurazioni della temperatura di saturazione con buona precisione sul tratto esterno del tubo;
- Per fornire un buon posizionamento alle prese di pressione.

La temperatura di saturazione è misurata in ingresso alla pre-sezione e alla sezione di misura da due trasduttori assoluti di pressione e in uscita tramite un trasduttore differenziale di pressione. La temperatura del refrigerante è misurata all'ingresso e all'uscita della sezione di misura tramite termocoppie di tipo T e una termopila a tre giunzioni saldata ai settori adiabatici. La sezione di misura può essere sintetizzata come uno scambiatore in controcorrente tubo in tubo, all'interno del quale scorre il refrigerante e in quello esterno scorre l'acqua. Il tubo è stato lavorato partendo da un tubo in rame di diametro esterno pari a 8 mm. Al fine di ridurre la resistenza termica e quindi la differenza tra la temperatura misurata dalle termocoppie di parete posizionate lungo la sezione e la temperatura di saturazione durante i test, sul tubo sono stati praticati dei fori che permettono il posizionamento delle termocoppie ad una distanza pari a circa 0.5 mm, riducendo così l'incertezza di misura della temperatura lato refrigerante. In Fig. 10 l'andamento delle temperature in funzione della distanza dalla parete del canale. Il numero di termocoppie presenti (32 termocoppie) rappresentano un buon compromesso tra flessibilità e ottimizzazione del profilo di temperatura. I principali vantaggi di questo apparato sperimentale sono:

- Facilità nella misurazione del flusso termico “quasi-locale”;
- Permette una precisione elevata;
- Permette il facile inserimento delle termocoppie di parete, evitando indesiderati effetti di conduzione e effetti elettromagnetici dovuti alle elevate temperature presenti alle estremità delle termocoppie.

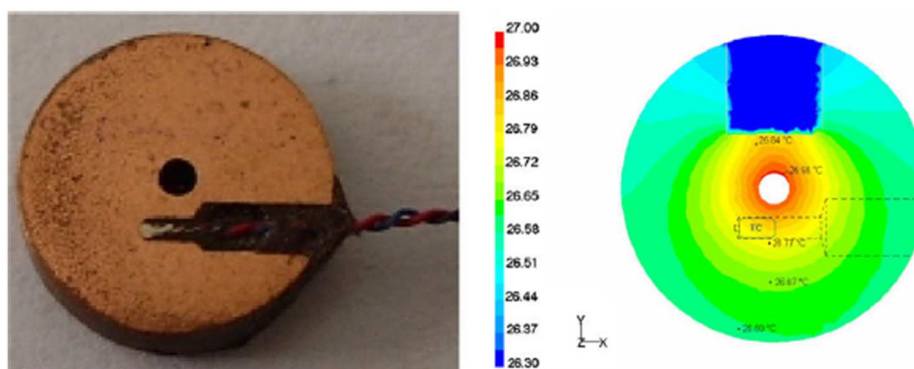


Fig. 10 Posizionamento delle termocoppie di parete sulla sezione di misura da 0.96 mm

2.1.3 Sezione da 0.96 mm per le perdite di carico

La sezione di misura per le perdite di carico è inserita dopo l'evaporatore, in parallelo alla sezione di misura dell'HTC da 0.96 mm. I test vengono eseguiti in condizioni adiabatiche

all'interno del microcanale. Il refrigerante entra nella pre-sezione di misura surriscaldato o sottoraffreddato a seconda del tipo di test in condensazione o in evaporazione. Nella pre-sezione vengono regolate le proprietà del refrigerante attraverso uno scambio termico in controcorrente con una portata d'acqua. Il titolo di vapore è ottenuto da un bilancio termico nella pre-sezione ed è mantenuto costante lungo tutta la sezione di misura in un range compreso tra $0.1 < x < 0.9$. La pre-sezione è uno scambiatore che permette di raggiungere le volute proprietà termodinamiche all'ingresso della sezione di misura. Le temperature di ingresso e uscita lato acqua sono misurate da termocoppie, con la differenza di temperatura misurata da una termopila. Sono inoltre presenti dei miscelatori statici al fine di miscelare l'acqua che scorre nella sezione senza avere stratificazione. Il microcanale è stato costruito con lo stesso procedimento utilizzato per la sezione da 0.96 mm ed è collegato all'impianto con tubi capillari in acciaio per garantire la condizione di adiabaticità. Due prese di pressione sono collegate all'ingresso e all'uscita della sezione a distanza di 220 mm con le linee di pressione riscaldate da resistenze elettriche per evitare la formazione di menischi all'interno delle linee che andrebbero inevitabilmente a modificare la rilevazione della pressione. La pressione in ingresso è misurata da un trasduttore assoluto di pressione mentre la pressione in uscita è misurata attraverso un trasduttore differenziale di pressione. Le minime perdite di carico rilevabili sono pari a 0.01 bar.

2.2 Strumentazione

Si vogliono ora descrivere gli strumenti utilizzati durante le prove e installati sull'apparato sperimentale. I parametri misurati durante le prove e necessari sono tre:

- Temperatura;
- Pressione;
- Portate di massa.

Termocoppie e termopile

Le termocoppie installate nelle sezioni di prova sono del tipo T, ovvero termocoppie con giunzioni in rame/costantana (presentano una sensibilità di $48,2 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ e lavorano nel range di temperature $-200^\circ\text{C} \rightarrow 400^\circ\text{C}$). Il principio di funzionamento delle termocoppie si basa sull'effetto Seebeck, per il quale due giunzioni, trovandosi a temperature differenti, creano una differenza di potenziale dipendente dalla differenza di temperatura a cui si trovano. Questo effetto è sfruttato utilizzando una giunzione (giunzione calda) posizionata dove è richiesta la misura della temperatura, mentre un'altra giunzione (giunzione di riferimento

o giunzione fredda) è posizionata in un punto in cui la temperatura è conosciuta. La temperatura di riferimento è garantita da uno strumento “Kaye” che tramite una apposita cella Peltier mantiene costantemente la temperatura di riferimento a 0°C. Le termocoppie installate sulla sezione di misura hanno una giunzione collegata al punto di misurazione e una giunzione collegata al punto di riferimento a 0°C. Per collegare i due fili costituenti la giunzione calda di una termocoppia viene effettuata una saldatura elettrica evitando così di interporre materiale aggiuntivo che potrebbe compromettere la rilevazione sulla giunzione. La calibrazione delle termocoppie verrà descritta successivamente nel capitolo 3. Sono inoltre presenti (solo per la sezione da 3.38 mm) delle termopile e relative termocoppie che permetteranno la misurazione della differenza di temperatura dell’acqua in entrata e in uscita del distributore, dove è stato posto un tubo in acciaio inox di diametro 1/8” al cui interno sono infilate una termocoppia e una estremità della termopila.

Misuratore di portata ad effetto Coriolis

Questo strumento, composto da un tubo curvo ed oscillante ad una determinata frequenza, permette la misurazione della portata di massa tramite la variazione di oscillazione dovuta alla forza di Coriolis provocata dal passaggio del fluido. I misuratori di portata sono tre, uno lato refrigerante con portata massima pari a $\dot{m}=8 \text{ kg h}^{-1}$ e due dedicati al circuito dell’acqua con portata massima $\dot{m}=80 \text{ kg h}^{-1}$. La visualizzazione della portata di massa è ottenuta tramite display. In Fig. 11 e Fig.12 sono rappresentati rispettivamente il misuratore di portata Coriolis e i display per la visualizzazione della portata di massa.

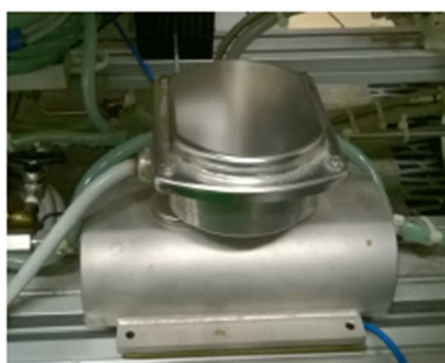


Fig. 11 Misuratore di portata refrigerante ad effetto Coriolis



Fig. 12 Trasduttori di portata

Misuratori di pressione

La misurazione di pressione assoluta in ingresso e della differenza di pressione nella sezione di misura è garantita da trasduttori di pressione con pressione massima operativa $p_{max} = 275.8 \text{ bar}$ e pressione di fondo scala $p_{sens} = 50 \text{ bar}$. I due strumenti hanno scale diverse al fine di assicurare una precisione affidabile. Nell'impianto si ha una $p_{max} = 20.7 \text{ bar}$ e una $p_{sens} = 1 \text{ bar}$ per il misuratore di pressione assoluto e $p_{sens} = 0.01 \text{ bar}$ per il misuratore di pressione differenziale. Le linee di pressione collegate alla sezione di prova vengono opportunamente riscaldate tramite resistenze elettriche al fine di evitare che si formino inevitabilmente dei menischi che andrebbero a compromettere la misurazione.

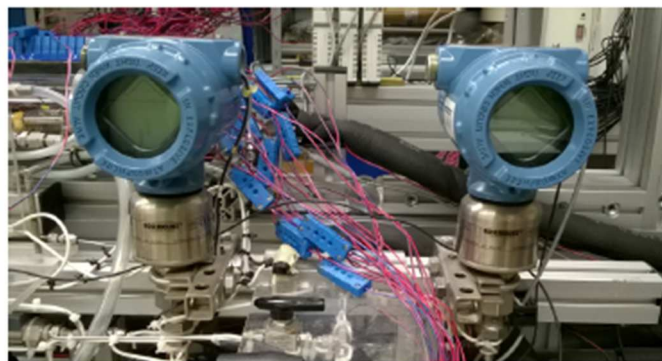


Fig. 13 Trasduttori relativi di pressione Rosemount

Camera ad alta velocità

Per la visualizzazione del tipo di deflusso all'interno del tubo in vetro borosilicato nella sezione da 3.38 mm è stata opportunamente posizionata una High Speed Camera Photron con asse ottico perpendicolare alla direzione di deflusso. La videocamera viene posizionata su un treppiede e successivamente collegata ad un computer portatile contenente il software necessario all'acquisizione immagini. Oltre al posizionamento della camera viene

posizionato un led ad alta intensità luminosa e una superficie opaca per ottenere una qualità di immagine superiore. Modificando la posizione dell'otturatore della camera e mettendo a fuoco in funzione della distanza della videocamera dall'asse del tubo (la messa a fuoco è eseguita tramite visualizzazione dell'immagine sul portatile), è possibile eseguire l'acquisizione di un video ad alta definizione. La frequenza di acquisizione è pari a 500 frames al secondo, mentre per i video che necessitano di una maggiore definizione (soprattutto alle portate più elevate) è stato necessario effettuare dei video con 2000 frames al secondo. Importante per una corretta e nitida visualizzazione del tipo di regime è porre il fuoco della videocamera esattamente al centro del tubo in vetro, cosa non facile dal punto di vista pratico, che ha richiesto un lavoro di posizionamento e di regolazione accurato.

3.CALIBRAZIONE DEL SISTEMA

La calibrazione degli strumenti di misura è una procedura standard antecedente ai test, che necessitano di rilevazioni precise e affidabili. Fondamentale è la visualizzazione a monitor di tutti i parametri di interesse per il controllo delle condizioni operative. In questo capitolo si vuole chiarire come i dati vengono acquisiti dal sistema, e solo successivamente si parlerà della calibrazione vera e propria, che verrà descritta solamente per la sezione di misura da 3.38 mm.

3.1 Programma di acquisizione

Ogni grandezza fisica viene rilevata tramite un segnale in corrente o tensione e verrà acquisita tramite un sistema costituito da un programma (Measurement and Automation Explorer) e da un sistema di acquisizione. Questi segnali di ingresso vengono quindi elaborati dal software Labview, che ne effettuerà una elaborazione preliminare (con visualizzazione a monitor). L'elaborazione preliminare da parte del software prevede l'utilizzo di uno schema a blocchi, nei quali vi sarà la possibilità di implementare opportune equazioni che dal segnale di input restituiscono un segnale di output (questo è il caso delle calibrazioni di termocoppie e termopile). L'importanza di questo sistema sta anche nel fatto che vi è la possibilità, tramite un collegamento al programma Refprop, di determinare caratteristiche e proprietà termodinamiche necessarie in maniera indiretta. Di seguito vengono riportate le caratteristiche rilevate:

- Temperature: di parete, di ingresso refrigerante MS e PS, dell'acqua in ingresso e uscita da ogni settore, ambiente, saturazione del refrigerante, differenza di temperatura delle termopile.
- Portate di massa: refrigerante, acqua in PS e MS;
- Pressioni: ingresso PS, ingresso MS, perdite di carico tra ingresso e uscita MS;
- Flussi termici: in tutti i settori;
- Titolo di vapore: in entrata e in uscita di ogni settore.

3.1.1 Metodo di acquisizione dati

Il software permette di acquisire i dati di un determinato intervallo di tempo utilizzando una determinata frequenza di acquisizione. L'intervallo di tempo è pari a 50 secondi e la frequenza è di 1 Hz, vengono quindi eseguite 50 letture e poi mediate. La media di ogni segnale viene scritta in formato .txt, con opportuno commento modificabile in ogni acquisizione. Fondamentale durante l'acquisizione è la stazionarietà dei parametri, ovvero

che tutti siano costanti all'interno dell'intervallo di tempo con deviazioni dei valori abbastanza ridotte. Nel caso questa condizione non fosse soddisfatta +l'acquisizione dati sarebbe inutile ai fini sperimentali. Per incrementare il grado di affidabilità delle acquisizioni è stato inserito un ulteriore grafico con la deviazione standard di alcuni parametri.

3.2 Calibrazione

3.2.1 Calibrazione delle termocoppie lato acqua

La procedura di calibrazione delle termocoppie di ingresso e uscita per ogni settore richiede l'utilizzo di un supertermometro, in Fig. 14. Questo strumento viene usato con due termistori con lettura a quattro fili, che permettono di rilevare la temperatura con incertezza di misura pari a ± 0.002 °C. Si procede al posizionamento del supertermometro insieme alla termocoppia su un "pozzetto" collegato tramite tubo di gomma al bagno Lauda che permette la regolazione della temperatura. Il pozzetto è costituito da una camera (riempita con acqua in quiete) dove vengono posizionate le termocoppie e il terminale del supertermometro. Nota la temperatura del supertermometro (si prendono i valori medi per ogni intervallo di temperatura) e quelle ottenute tramite acquisizione dati delle termocoppie in ingresso e in uscita, si esegue la differenza aritmetica trovando la correzione da impostare ad una determinata temperatura. Si eseguono misurazioni sul campo di interesse tra 15°C e 50°C con step di circa 5°C al fine di trovare una correzione valida per tutto l'intervallo di temperatura. In Fig. 15 esempi di calibrazione delle termocoppie di ingresso e uscita del 1° settore lato acqua.



Fig. 14 Supertermometro (Hart Scientific 1590 1PPM Super Thermometer II)

Le equazioni riprodotte sui grafici in Fig. 15 rappresentano le relative correzioni da imporre nel relativo schema a blocchi presente in Labview. L'operazione svolta dal blocco sarà:

$$T_{real} = T_{measured} - \Delta T(T_{measured}) \quad (3.1)$$

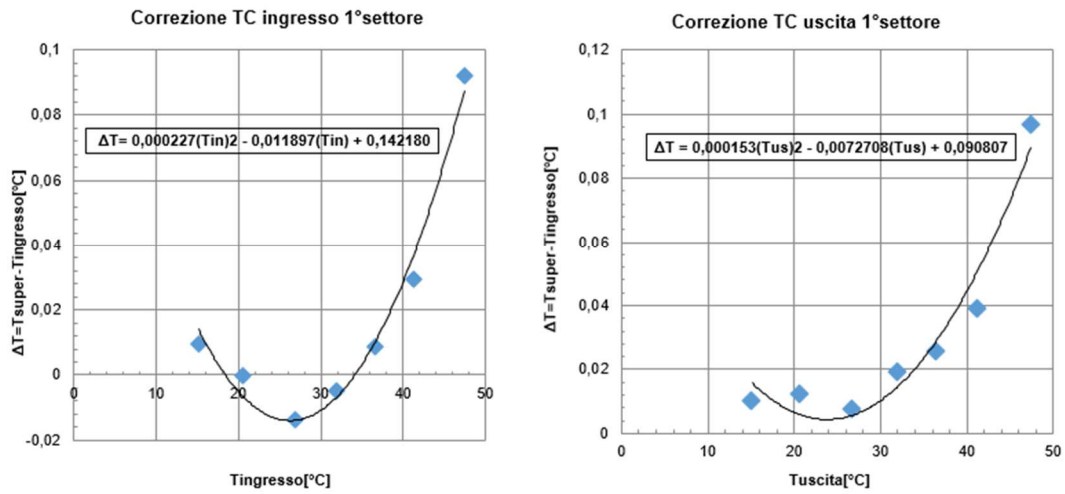


Fig. 15 Grafici di calibrazione delle termocoppie lato acqua relative al 1° settore

3.2.2 Calibrazione delle termopile

3.2.2.1 Nozioni teoriche.

Nell'impianto, le termopile hanno la funzione di determinare la differenza di temperatura tra ingresso ed uscita per ogni settore lato acqua. La differenza di temperatura è ottenuta tramite la differenza di potenziale che si crea alle estremità delle giunzioni, secondo la funzione

$$\Delta T = f(fem, T_{rif}) \quad (3.2)$$

dove con ΔT si indica la differenza di temperatura e con fem la differenza di potenziale (o forza elettromotrice) alle estremità, che viene rilevata tramite acquisizione dati. All'interno dell'equazione compare la temperatura di riferimento T_{rif} mantenuta costante. Si consideri che la generica termopila abbia due estremità A e B, la prima posizionata a temperatura fissa e costante durante la prova alla temperatura ($T_A = T_{rif}$), mentre la seconda posizionata su una fonte a temperatura variabile nel campo di interesse. Il campo di interesse è caratterizzato da una temperatura minima T_{min} e una temperatura massima T_{max} nel quale si è certi che le temperature ricadano all'interno dell'intervallo ($T_{min} < T_B < T_{max}$) durante i test. Per avere più dati su cui effettuare la calibrazione, si considerano m punti equidistanti all'interno del campo di interesse ($T_{min} = T_B < T_{B1} < T_{B2} < \dots < T_{Bm} = T_{max}$). Si ottengono così le temperature T_A e T_B e la relativa forza elettromotrice E per l' i -esima prova di calibrazione. Dai dati ricavati è possibile ricavare il polinomio $polTp$ per minimizzare l'Equazione 3.3:

$$\sum_{i=1}^m \left[(T_{B,i} - T_{A,i}) - \text{polTp} \left(\frac{E_i}{n} \right) \right]^2 \quad (3.3)$$

La temperatura di riferimento può essere espressa come media aritmetica delle i -esime temperature di riferimento dato che è generalmente considerata costante (a meno di qualche leggero scostamento). Dopo aver verificato che per ogni i -esima prova di calibrazione delle termopile:

$$(T_{B,i} - T_{A,i}) - \text{polTp}(E_i) < u \quad (3.4)$$

dove u è considerata l'incertezza dichiarata della termopila, e si può considerare l'espressione valida per ogni range di temperatura all'interno del campo di interesse.

$$T_B - T_A = \text{polTp} \left(\frac{E}{n} \right) \quad (3.5)$$

Considerato il polinomio inverso polTp_INV tale per cui ottengo

$$\frac{E}{n} = \text{polTp_INV}(T_B - T_A) \quad (3.6)$$

e considerata la legge delle temperature intermedie o successive, è possibile ricavare la funzione f cercata, che fornisce la differenza di temperatura ΔT tra due generiche temperature C ed F interne al range indagato

$$\begin{aligned} \Delta T_{C_F} = T_C - T_F &= \text{polTp} \left(\frac{E_{CF}}{n} + \text{polTp_INV}(T_F - T_A) \right) + T_A - T_F \\ &= f(E_{CF}, T_F, T_A, n) \end{aligned} \quad (3.7)$$

3.2.2.2 Procedura applicata

Per la calibrazione delle termopile dell'impianto, si considera come temperatura di riferimento la temperatura dell'acqua contenuta in un vaso Dewar in equilibrio con l'ambiente. All'interno del contenitore vengono posizionate anche le estremità "A" delle termopile, mentre le estremità "B" vengono posizionate in maniera tale da essere in contatto con l'acqua circolante nell'impianto e con un'altra sonda. Viene fatta circolare acqua in impianto a temperature incrementali da 14°C a 46°C con step di 2/3°C acquisendo i dati relativi alla differenza di potenziale delle termopile tramite Labview, e si applica il metodo sopra indicato. I coefficienti dei polinomi vengono calcolati fino al 9° grado

$$\Delta T = a_0 + a_1(mV) + a_2(mV)^2 \dots + a_9(mV)^9 \quad (3.8)$$

$$mV = b_0 + b_1(\Delta T) + b_2(\Delta T)^2 \dots + b_9(\Delta T)^9 \quad (3.9)$$

dove $a_0, a_1 \dots a_9$ sono i coefficienti relativi al polinomio $polTp$ mentre i coefficienti $b_0, b_1 \dots b_9$ sono i coefficienti relativi al polinomio $polTp_INV$ (con ΔT si intende la differenza di temperatura espressa in $^{\circ}C$ e con mV si intende la differenza di potenziale espressa in millivolt) .I coefficienti sono indicati in Tab. 3 e Tab. 4.

	TP 5°setto	TP 4°setto	TP 3°setto	TP 2°setto	TP 1° setto
a_9	2,45625E-26	7,29621E-26	-1,57656E-25	-9,0465E-26	5,95561E-27
a_8	-7,9348E-23	-1,84512E-22	3,58138E-22	1,7324E-22	-1,88264E-23
a_7	9,52054E-20	1,56157E-19	-2,36272E-19	-7,41725E-20	2,5341E-20
a_6	-4,72735E-17	-3,38797E-17	-5,02428E-18	-3,03671E-17	-1,91628E-17
a_5	3,44252E-15	-1,84427E-14	4,9708E-14	2,04942E-14	8,89716E-15
a_4	4,75856E-12	8,18361E-12	-7,77331E-12	1,15593E-12	-1,89302E-12
a_3	-1,31758E-09	4,61511E-10	-2,80318E-09	-8,89106E-10	-4,61875E-10
a_2	-6,59478E-07	-1,04959E-06	-2,01714E-07	-8,18246E-07	-3,93134E-07
a_1	0,024845324	0,024748577	0,024775013	0,02480084	0,024820134
a_0	-0,028115618	-0,007113811	-0,039090464	-0,062929009	-0,018283033

Tab. 3 Coefficienti relativi al polinomio $polTp$

	TP 5°setto	TP 4°setto	TP 3°setto	TP 2°setto	TP 1°setto
b_9	-2,50088E-10	-9,76932E-10	2,30179E-09	1,44603E-09	-5,07104E-11
b_8	1,99666E-08	5,82485E-08	-1,24626E-07	-6,76024E-08	3,7798E-09
b_7	-5,92029E-07	-1,13762E-06	1,91197E-06	7,16094E-07	-1,27629E-07
b_6	7,22229E-06	4,7988E-06	3,00769E-06	6,84681E-06	2,6238E-06
b_5	-1,16934E-05	9,34216E-05	-0,000256199	-0,000117256	-3,53187E-05
b_4	-0,000459957	-0,000847866	0,000808572	-0,000147451	0,000225235
b_3	0,003233318	-0,001841696	0,009319948	0,003642096	0,001130581
b_2	0,042980428	0,069342742	0,012553586	0,052873797	0,025522593
b_1	40,25470949	40,41543644	40,34731269	40,31627497	40,2923937
b_0	1,132188207	0,286016975	1,584744722	2,543385045	0,737061626

Tab. 4 Coefficienti relativi ai polinomio $polTp_INV$

Dopo aver effettuato la calibrazione, le termopile vengono posizionate nelle apposite sedi dove si esegue una verifica con acqua in pressione per verificare che non vi siano perdite. Le termopile hanno la caratteristica di avere l'estremità a contatto con l'acqua coperta da una colla termicamente attiva al fine di mantenere salda la giunzione e di non permettere il contatto di quest'ultima con l'acqua.

3.2.3 Calibrazione delle termocoppie di parete.

La procedura per la calibrazione delle termocoppie di parete è simile alla procedura esposta per le termocoppie di ingresso e uscita. E' fondamentale la procedura di svuotamento del fluido refrigerante presente creando un certo grado di vuoto nell'impianto lato refrigerante.

Lo svuotamento viene effettuato tramite appositi contenitori posti in una sorgente a temperatura più bassa della temperatura ambiente e facendo scorrere acqua a temperatura più alta al fine di far defluire verso il contenitore tutto il fluido presente all'interno, e successivamente utilizzando una pompa da vuoto. Questa procedura è effettuata con lo scopo di evitare che vi sia scambio termico durante la calibrazione delle termocoppie tra acqua e il fluido refrigerante presente, che comprometterebbe l'eventuale correzione da effettuare per la calibrazione. Questa fase della calibrazione dell'impianto è una fase complicata dato che si deve fare un confronto tra la temperatura di parete del tubo in rame con la temperatura dell'acqua misurata dal supertermometro. Effettuata l'operazione creando il grado di vuoto si posizionano i terminali del supertermometro all'ingresso e uscita acqua, è lecito assumere una temperatura media per la calibrazione di tutte le termocoppie di parete per ciascun settore, ipotizzando che l'impianto sia completamente scarico lato refrigerante e un ottimo isolamento. Viene quindi eseguita una acquisizione dati nel campo di interesse tra 15°C e 45°C con step di temperatura di circa 5°C. Ogni temperatura di termocoppia viene confrontata con la temperatura media, ottenendo una calibrazione tanto migliore quanto minore sarà la differenza di temperatura tra ingresso e uscita acqua. Aumentando la portata d'acqua in MS si minimizzano le perdite di calore verso l'esterno, raggiungendo una differenza di temperatura tra ingresso e uscita sull'ordine del centesimo di grado. Le correzioni vengono poi implementate in Labview. In Fig. 16 esempio di calibrazione delle termocoppie di parete con interpolazione polinomiale. E' bene specificare che sarà compito di chi esegue la calibrazione scegliere la tipologia di interpolazione da applicare per la correzione.

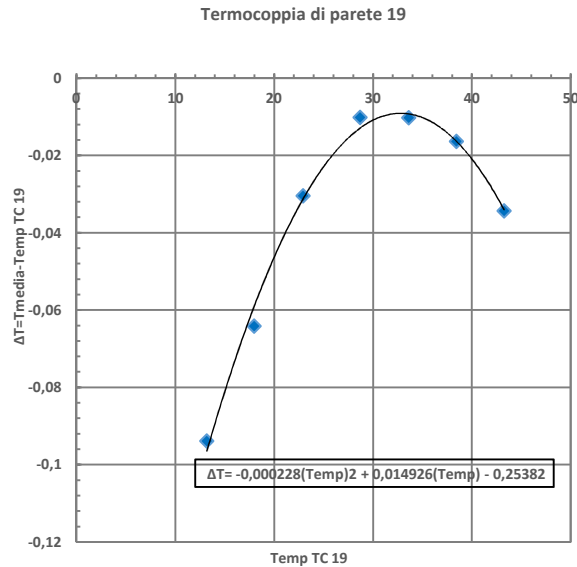


Fig. 16 Grafico di calibrazione della termocoppia di parete 29

3.2.4 Calibrazione termocoppie lato refrigerante

La calibrazione delle termocoppie all'ingresso e all'uscita della sezione di misura per la rilevazione delle temperature di ingresso e uscita del refrigerante sono state calibrate con lo stesso procedimento applicato in 3.2.1 per la calibrazione delle termocoppie lato acqua.

3.2.5 Test sulle dissipazioni

E' necessario considerare che oltre allo scambio termico dovuto al passaggio in controcorrente tra refrigerante e acqua, vi sono anche delle dissipazioni dovute alla differenza di temperatura dell'acqua con l'ambiente. I test sono stati eseguiti con il vuoto sul lato refrigerante e acqua con una portata di massa pari circa 10 kg/h. Facendo variare la temperatura dell'acqua in un intervallo di temperature (10÷35) °C, è possibile verificare il calore dissipato dal passaggio dell'acqua dall'ingresso all'uscita del settore tramite la differenza di temperatura dell'acqua. Il procedimento è applicato a tutti i settori della sezione di misura. In Fig. 17 le perdite per scambio termico con l'ambiente del primo settore.

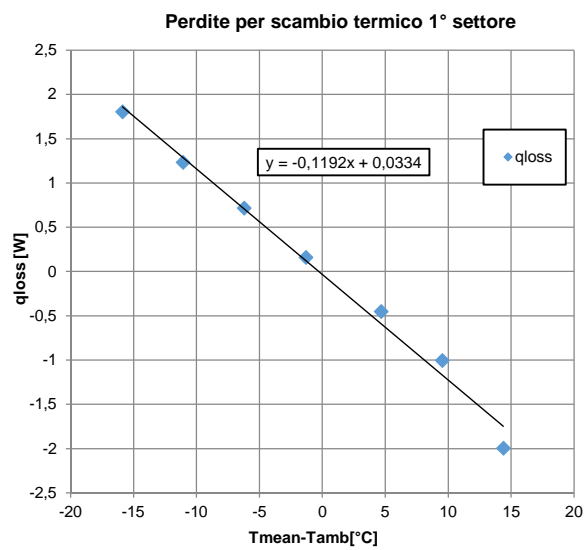


Fig. 17 Valutazione delle perdite di scambio termico relative al 1° settore

4. RIDUZIONE DEI DATI E RISULTATI SPERIMENTALI

Dopo aver calibrato tutti gli strumenti presenti lungo la sezione di misura ed averne verificato il corretto funzionamento, si procede con l'esecuzione dei test, prima in monofase e successivamente in condensazione. Per ottenere i risultati da comparare, sarà necessario creare ed implementare un algoritmo necessario al calcolo del coefficiente di scambio termico. In questo capitolo verrà descritto il procedimento utilizzato per il calcolo dell'HTC in monofase e in bifase insieme ad alcuni parametri correttivi per la sezione da 3.38 mm e per la sezione da 0.96 mm, oltre al calcolo delle perdite di carico in sezione da 0.96 mm.

4.1 Test preliminari sezione di scambio termico da 3.38mm con R134a

4.1.1 Perdite di carico monofase

Prima di cominciare con i test veri e propri, si è deciso di eseguire dei test a diverse portate di massa sulle perdite di carico, confrontando il fattore di attrito teorico f_{teor} calcolato con le correlazioni di Blasius e Churchill con il fattore di attrito sperimentale f_{exp} , con i test eseguiti in vapore surriscaldato. Il fattore di attrito sperimentale è espresso dalla relazione:

$$f_{exp} = \frac{\rho_L d_h \Delta p}{2G^2 L} \quad (4.1)$$

I fattori di attrito sperimentali vengono calcolate tramite le relazioni di Blasius e Churchill valide per un regime turbolento:

- Blasius(1913):

$$f_{teor} = \frac{0.3164}{4} Re^{-\frac{1}{4}} \quad (4.2)$$

- Churchill(1977):

$$f_{teor} = 2 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{3/2}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (4.3)$$

con

$$A = \left[2.457 \ln \left(\frac{1}{\left(\frac{7}{Re} \right)^{0.9}} + \frac{0.27 Ra}{d_h} \right) \right]^{16} \quad (4.4)$$

$$B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (4.5)$$

L'equazione di Blasius (Equazione 4.2) è accurata per valori del numero di Reynolds $Re < 10^5$ mentre l'equazione di Churchill permette di coprire tutto il campo dei numeri di Reynolds. In Fig. 18 è rappresentata il confronto tra fattori di attrito sperimentali e teorici. Si può notare una buona corrispondenza tra dati sperimentali e teorici che ci permette di arrivare alla conclusione che vi è assenza di impurità all'interno del canale e che la calibrazione degli strumenti è stata ben eseguita.

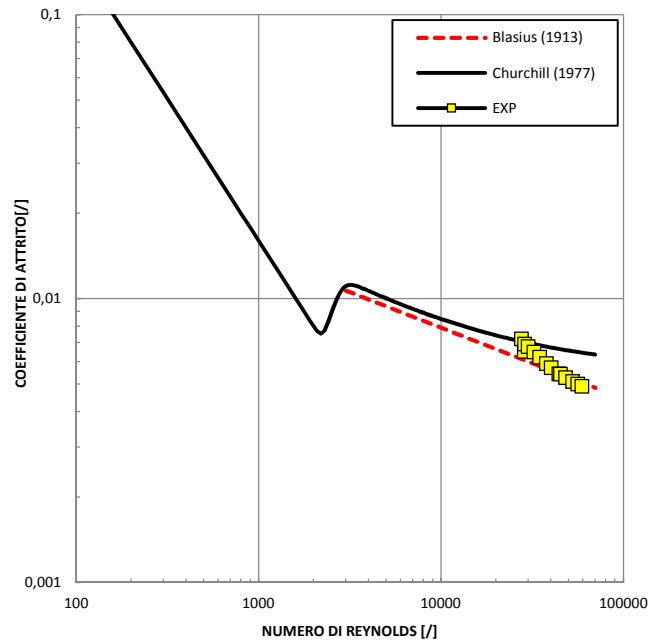


Fig. 18 Confronto tra coefficienti d'attrito teorici e sperimentali in funzione di Re in sezione di misura da 3.38 mm

4.1.2 Scambio termico in monofase liquido

4.1.2.1 Riduzione dati

Note le portate di massa dell'acqua in sezione di misura (ricordando che 1° 2° 3° settore hanno portata uguale ma diversa dal 4° e 5° settore) e la differenza di temperatura garantita dalle termopile posso calcolare il calore scambiato in ogni settore tramite l'Equazione 4.6:

$$q_{w,i} = m_{w,i} * c_{p,i} * \Delta T_{thermopile,i} [W] \quad (4.6)$$

dove:

$q_{w,i}$ è il flusso termico scambiato dall'acqua con in refrigerante nell' i -esimo settore [W]

$m_{w,i}$ è la portata di massa d'acqua nell' i -esimo settore $[\frac{kg}{s}]$

$c_{p,i}$ è il calore specifico a pressione costante nell' i -esimo settore $[\frac{J}{kg K}]$

$\Delta T_{thermopile,i}$ è la differenza di temperatura tra ingresso e uscita acqua nell'i-esimo settore [°C]

I calori specifici a pressione costante dell'acqua $c_{p,i}$ sono calcolati alla temperatura media tra ingresso e uscita per ogni settore. Viene calcolato il calore totale scambiato dall'acqua in MS con il refrigerante:

$$q_{water\ MS} = \sum_{i=1...5}^i q_{w,i} \quad (4.7)$$

Si procede ora al calcolo delle entalpie lungo la sezione di misura. L'entalpia del refrigerante in ingresso in MS ($h_{ref\ in\ MS}$) è calcolata tramite la conoscenza della pressione all'ingresso della sezione di misura $P_{ref\ in\ MS}$ e della temperatura del refrigerante all'ingresso $T_{ref\ in\ MS}$ fornita da Refprop. Si calcolano quindi le entalpie in ingresso $h_{ref\ in,i}$ e in uscita $h_{ref\ out,i}$ in ogni settore ipotizzando che l'entalpia del refrigerante in uscita da un settore sia l'entalpia in ingresso del successivo:

$$h_{ref\ out,1} = h_{ref\ in\ MS} - \frac{q_{w,1}}{\dot{m}_{ref}} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (4.8)$$

$$h_{ref\ out,2} = h_{ref\ out,1} - \frac{q_{w,2}}{\dot{m}_{ref}} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (4.9)$$

$$h_{ref\ out,3} = h_{ref\ out,2} - \frac{q_{w,3}}{\dot{m}_{ref}} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (4.10)$$

$$h_{ref\ out,4} = h_{ref\ out,3} - \frac{q_{w,4}}{\dot{m}_{ref}} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (4.11)$$

$$h_{ref\ out,5} = h_{ref\ out,4} - \frac{q_{w,5}}{\dot{m}_{ref}} \left[\frac{J}{kg} \right] \quad (4.12)$$

L'entalpia del refrigerante in uscita di MS $h_{ref\ out\ MS}$ tramite la conoscenza della pressione all'ingresso della sezione di misura $P_{ref\ out\ MS}$ e della temperatura del refrigerante all'ingresso $T_{ref\ out\ MS}$, fornita da Refprop. Note le entalpie in ingresso e uscita in ogni settore e le pressioni $P_{ref\ in\ MS}$ e $P_{ref\ out\ MS}$, è possibile calcolare le temperature del refrigerante in ingresso e uscita di ogni settore nota la temperatura $T_{ref\ in\ MS}$, ipotizzando che la pressione durante il deflusso monofase liquido sia lineare considerando una pressione media tra quella in ingresso e in uscita dalla sezione di misura.

Le temperature del refrigerante in uscita da un settore, come assunto per le entalpie, vengono considerate uguali a quelle in entrata del settore successivo. Si ottengono quindi le $T_{ref\ out,i}$. Vengono poi calcolate le temperature medie di parete come media delle temperature di parete all'inizio, al centro e alla fine di ogni settore:

$$T_{wall}^{in} = \frac{T_{wall\ 1}^{in} + T_{wall\ 2}^{in}}{2} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.13)$$

$$T_{wall}^{middle} = \frac{T_{wall\ 1}^{middle} + T_{wall\ 2}^{middle}}{2} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.14)$$

$$T_{wall}^{out} = \frac{T_{wall\ 1}^{out} + T_{wall\ 2}^{out}}{2} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.15)$$

La differenza di temperatura tra refrigerante e parete può essere calcolata in due maniere differenti, considerando la differenza tra temperatura media del refrigerante nel settore e la temperatura di parete al centro del settore (temperatura media aritmetica), oppure considerando la temperatura media logaritmica del settore. Nel primo caso:

$$\Delta T_{mean,1} = \frac{T_{ref\ in\ MS} - T_{ref\ out,1}}{2} - T_{wall,1}^{middle} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.16)$$

$$\Delta T_{mean,2} = \frac{T_{ref\ out,1} - T_{ref\ out,2}}{2} - T_{wall,2}^{middle} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.17)$$

$$\Delta T_{mean,3} = \frac{T_{ref\ out,2} - T_{ref\ out,3}}{2} - T_{wall,3}^{middle} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.18)$$

$$\Delta T_{mean,4} = \frac{T_{ref\ out,3} - T_{ref\ out,4}}{2} - T_{wall,4}^{middle} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.19)$$

$$\Delta T_{mean,5} = \frac{T_{ref\ out,4} - T_{ref\ out,5}}{2} - T_{wall,5}^{middle} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.20)$$

mentre nel secondo caso:

$$\Delta T_{log,1} = \frac{[T_{ref\ out,1} - T_{wall,1}^{out}] - [T_{ref\ in\ MS} - T_{wall,1}^{in}]}{\ln \frac{[T_{ref\ out,1} - T_{wall,1}^{out}]}{[T_{ref\ in\ MS} - T_{wall,1}^{in}]}} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.21)$$

$$\Delta T_{log,2} = \frac{[T_{ref\ out,2} - T_{wall,2}^{out}] - [T_{ref\ out,1} - T_{wall,2}^{in}]}{\ln \frac{[T_{ref\ out,2} - T_{wall,2}^{out}]}{[T_{ref\ out,1} - T_{wall,2}^{in}]}} \text{ [}^\circ\text{C]} \quad (4.22)$$

$$\Delta T_{log,3} = \frac{[T_{ref\ out,3} - T_{wall,3}^{out}] - [T_{ref\ out,2} - T_{wall,3}^{in}]}{\ln \frac{[T_{ref\ out,3} - T_{wall,3}^{out}]}{[T_{ref\ out,2} - T_{wall,3}^{in}]}} [^{\circ}C] \quad (4.23)$$

$$\Delta T_{log,4} = \frac{[T_{ref\ out,4} - T_{wall,4}^{out}] - [T_{ref\ out,3} - T_{wall,4}^{in}]}{\ln \frac{[T_{ref\ out,4} - T_{wall,4}^{out}]}{[T_{ref\ out,3} - T_{wall,4}^{in}]}} [^{\circ}C] \quad (4.24)$$

$$\Delta T_{log,5} = \frac{[T_{ref\ out,5} - T_{wall,5}^{out}] - [T_{ref\ out,4} - T_{wall,5}^{in}]}{\ln \frac{[T_{ref\ out,5} - T_{wall,5}^{out}]}{[T_{ref\ out,4} - T_{wall,5}^{in}]}} [^{\circ}C] \quad (4.25)$$

L'area interna del tubo in rame relativa a ciascun settore può essere calcolata secondo l'espressione:

$$A_{interna,i} = \pi L_i d_h [m^2] \quad (4.26)$$

con le lunghezze dei primi tre settori pari $L_1=L_2=L_3=0.100$ m mentre per gli ultimi due settori $L_4=L_5=0.128$ m. Il valore del coefficiente di scambio termico sperimentale potrà quindi essere espresso per l'i-esimo settore dalla relazione:

$$\alpha_{exp,i} = \frac{q_{w,i}}{\Delta T_{mean,i} A_{interna,i}} \left[\frac{W}{m^2 K} \right] \quad (4.27)$$

oppure nel caso di temperatura media logaritmica:

$$\alpha_{exp,i} = \frac{q_{w,i}}{\Delta T_{log,i} A_{interna,i}} \left[\frac{W}{m^2 K} \right] \quad (4.28)$$

dai quali si potrà ricavare un numero di Nusselt sperimentale per ogni settore da confrontare con i numeri di Nusselt teorici calcolati con Gnielinski.

$$Nu_{exp,i} = \frac{\alpha_{exp,i} d_h}{\lambda} \quad (4.29)$$

Calcolate tutte le temperature e le entalpie necessarie, si procede al calcolo di alcune proprietà del fluido necessarie al calcolo del coefficiente di scambi termico in deflusso monofase. Vengono inoltre calcolate le proprietà termodinamiche del refrigerante:

- μ (viscosità dinamica) in $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m s}}\right]$ in ogni settore;
- λ (conducibilità termica) in $\left[\frac{\text{W}}{\text{m K}}\right]$ in ogni settore;
- Numero di Prandtl calcolato per ogni settore:

$$Pr = \frac{\mu c_{p,ref}}{\lambda} \quad (4.30)$$

con $c_{p,ref}$ calore specifico a pressione costante del refrigerante calcolato in ogni settore con Refprop;

- Numero di Reynolds calcolato per ogni settore:

$$Re = \frac{\dot{m}_{ref} d_h}{\mu} \quad (4.31)$$

con d_h diametro idraulico interno del tubo in rame;

Per il calcolo dei coefficienti di scambio termico teorici in monofase sarà necessario calcolare il numero di Nusselt per ogni settore, ma in questo caso vi sono più correlazioni che possono essere applicate. Si calcoleranno quindi dei coefficienti di scambio termico teorici che andranno confrontati con i coefficienti di scambio termico calcolati sperimentalmente. Si è deciso di confrontare il numero di Nusselt secondo Gnielinski per ogni settore con i numeri di Nusselt trovati sperimentalmente:

$$Nu_G = \frac{(\xi/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(\xi/8)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)} \{1 + (d_h/L)^{2/3}\} \quad (4.32)$$

con ξ coefficiente di attrito di Darcy secondo Petukhov:

$$\xi = (1.82 \log_{10} Re - 1.64)^{-2} \quad (4.33)$$

Il numero di Nusselt calcolato con Gnielinski è valido per $2300 < Re < 10^5$ e $Pr > 0.5$. Calcolati questi parametri, è possibile ottenere i coefficienti di scambio termico teorici per ogni settore secondo Gnielinski:

$$\alpha_G = \frac{Nu_G}{d_h \lambda} \left[\frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \right] \quad (4.34)$$

4.1.2.2 Risultati sperimentali

I test in monofase sono stati condotti sia in riscaldamento del refrigerante (con temperatura in ingresso della sezione di misura intorno agli 11°C e temperatura in uscita intorno ai 30°C) sia in raffreddamento (con temperatura in ingresso della sezione di misura intorno ai 42°C e temperatura in uscita intorno ai 21°C). La temperatura dell'acqua è stata mantenuta

in un range di $(30-34)^{\circ}\text{C}$ in riscaldamento e $(17-20)^{\circ}\text{C}$ in raffreddamento. I test sono stati effettuati per verificare che l'impianto fornisca risultati sperimentali adeguati al deflusso monofase e per verificare i numeri di Nusselt sperimentali con quelli proposti da Gnielinski.

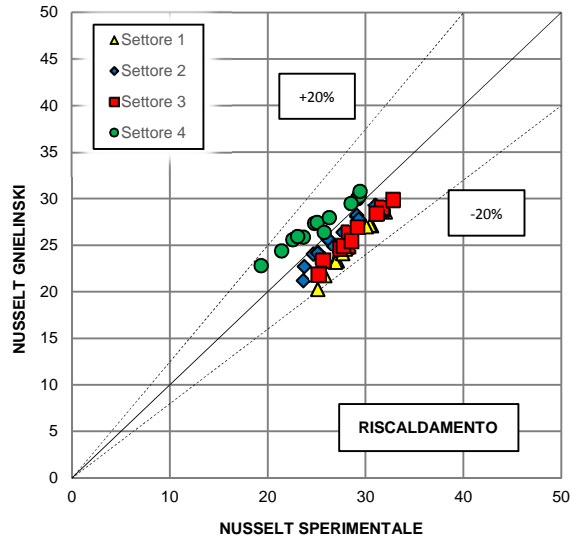


Fig. 19 Confronto tra numeri di Nusselt sperimentali e teorici secondo Gnielinski con il refrigerante in riscaldamento nella sezione di misura 3.38 mm

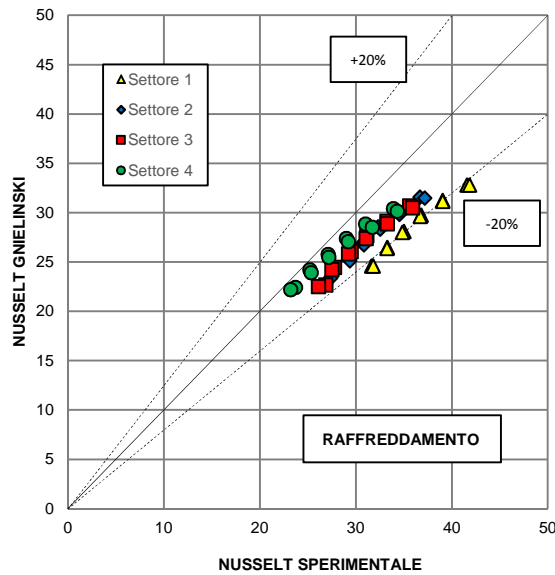


Fig. 20 Confronto tra numeri di Nusselt sperimentali e teorici secondo Gnielinski con il refrigerante in raffreddamento nella sezione di misura da 3.38 mm

Dalla Fig. 19 e Fig. 20 notiamo un buona concordanza tra i valori dei numeri di Nusselt sperimentali e i numeri di Nusselt calcolati tramite Gnielinski. Da notare come nei grafici siano presenti solamente i primi quattro settori della sezione di misura. Questo è dovuto al

fatto che vengono considerati solamente i settori che scambiano un flusso termico superiore a 8 W.

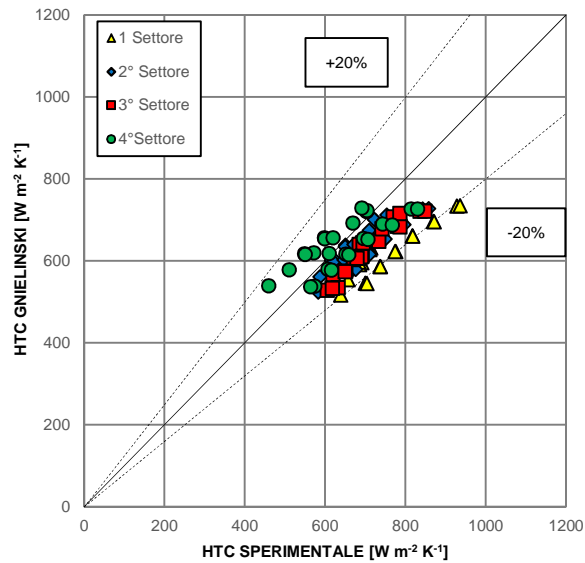


Fig. 21 Confronto tra HTC sperimentali monofase liquido e HTC calcolati con Gnielinski in sezione di misura da 3.38 mm

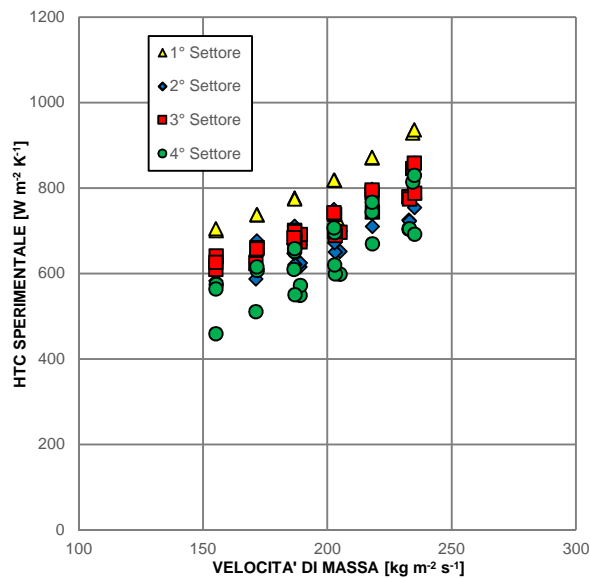


Fig. 22 Andamento dell'HTC sperimentale monofase liquido in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm

Verificate le correlazioni in monofase, si procede alle prove in condensazione. Importante è evidenziare che sono stati effettuati dei test di verifica del bilancio termico in monofase liquido in cui l'errore medio percentuale tra i flussi termici è risultato essere circa il 5%.

4.1.3 Accordo tra temperatura e pressione di saturazione

Prima di qualsiasi test, è stato necessario verificare che non vi fosse presenza di gas incondensabili all'interno dell'impianto, in particolare della presenza di aria. Infatti, in caso di presenza di incondensabili, si noterebbe una evidente differenza tra la temperatura di saturazione (che è costante per una determinata pressione e un determinato fluido) misurata e la temperatura di saturazione teorica calcolata con Refprop. Sarà sufficiente verificare per alcuni titoli compresi tra 0 e 1 all'uscita della sezione di misura ad una determinata velocità di massa che la temperatura di saturazione visualizzata a display corrisponda a quella fornita da Refprop alla medesima pressione. In Tab. 5 l'accordo tra temperature di saturazione a G200.

Titolo di vapore	$P_{sat\ out\ MS} [bar]$	$T_{sat\ out\ MS} [^{\circ}C]$	$T_{sat\ out\ (Refprop)} [^{\circ}C]$
0.36	10.13	39.58	39.75
0.54	10.53	41.16	41.24
0.73	10.12	39.70	39.74

Tab. 5 Verifica dell'accordo tra temperatura e pressione di saturazione alla velocità di massa $G=200\ kg/(m^2\ s)$

Una volta verificato l'accordo tra temperatura e pressione di saturazione, si può affermare la presenza del solo R134a nell'impianto.

4.1.4 Correzioni applicate

E' necessario applicare alcune correzioni al programma di riduzione dati dovuto principalmente a tre fattori:

- Perdite per scambio termico con l'ambiente q_{loss}

Sebbene ogni settore sia opportunamente isolato, vi saranno delle perdite dovute ad un flusso termico con l'ambiente. Questo calore, che potrà essere ceduto o assorbito, è stato opportunamente valutato in funzione della temperatura media dell'acqua in ogni settore e la temperatura ambiente. Facendo riferimento alla modalità dei test per le dissipazioni in 3.2.5. è stata adottata una interpolazione lineare per il calcolo delle perdite del tipo, ottenendo:

$$q_{loss} = k(T_{mean\ water} - T_{amb}) + h \quad (4.35)$$

$$T_{mean\ water} = \frac{T_{water,in} + T_{water,out}}{2} \quad (4.36)$$

	<i>k</i>	<i>h</i>
1° settore	-0,1192	0,0334
2° settore	-0,0504	0,3394
3° settore	-0,0833	0,3764
4° settore	-0,0885	-0,1597
5° settore	-0,1229	0,1286

Tab. 6 Coefficienti utilizzati nella valutazione delle perdite di scambio termico con l'ambiente nella sezione di misura da 3.38 mm

- Conduttività assiale q_{ax}

Data l'elevata conduttività del rame ($\lambda = 390 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$) vi sarà una componente di scambio termico lungo l'asse del tubo in rame che andrebbe inevitabilmente sottratto al calore scambiato tra i due fluidi. Data la formula per il calcolo del perdita di calore in direzione assiale:

$$q_{ax} = 2 \lambda A_{cs} \frac{d^2 T_{wall}}{dz^2} [W] \quad (4.37)$$

con A_{cs} area media del tubo in rame alettato e $\frac{d^2 T_{wall}}{dz^2}$ la derivata seconda della temperatura di parete rispetto alla lunghezza del settore. La derivata è stata calcolata per i settori come rapporto tra la differenza di temperatura e la lunghezza tra ingresso e uscita.

- Correzione sulla temperatura di parete ΔT_{corr}

E' effettuata a causa della resistenza termica dello spessore in rame che si interpone tra la parete e la giunzione della termocoppia posizionata sulla parete. Lo spessore di rame tra parete interna e la giunzione di termocoppia è di 0.6 mm. Lo spessore imposto deriva dalla necessità di evitare che durante la lavorazione di foratura ci fosse il rischio di perforazione della parete interna e dal fatto che questo spessore debba essere minimo per evitare correzioni eccessivamente ampie. Questo spessore andrà ad influire sulla temperatura di parete rilevata che necessita di una correzione in funzione del calore scambiato e della conduttività radiale del tubo in rame:

$$\Delta T_{corr} = \frac{q_w d_h}{2\pi\lambda} \ln\left(\frac{d_h/2 + 0.0006}{d_h/2}\right) [^\circ C] \quad (4.38)$$

La correzione va applicata ad ogni settore della sezione di misura da 3.38 mm.

4.2. Test in condensazione in sezione di misura da 3.38 mm con R134a

Questi test vengono effettuati con lo scopo di calcolare il coefficiente di scambio termico a un determinato titolo di vapore. Questi coefficienti risulteranno molto più alti e più precisi rispetto a quelli ottenuti in deflusso monofase a causa dello scambio di calore maggiore, dovuto allo scambio di calore latente che si aggiunge allo scambio di calore sensibile.

4.2.1 Riduzione dati

Il procedimento di riduzione dati relativo al calcolo dei coefficienti di scambio termico in condizioni bifase è molto simile alla riduzione in monofase. Oltre ai parametri calcolati in 4.1.2.1, la riduzione dati in bifase permette di calcolare altri parametri, come ad esempio i titoli di vapore, che non erano necessari ai fini della riduzione dati monofase. Fondamentale in condensazione è sicuramente la conoscenza della temperatura di saturazione lungo tutta la sezione MS. La temperatura di saturazione in ingresso $T_{sat\ in\ MS}$ e temperatura di saturazione in uscita $T_{sat\ out\ MS}$ sono calcolate in funzione della pressione all'ingresso e all'uscita della sezione di misura, con un collegamento a Refprop, mentre per il calcolo della temperatura di saturazione all'entrata e all'uscita di ogni settore si usa una interpolazione lineare tra la $T_{sat\ in\ MS}$ e $T_{sat\ out\ MS}$. Data una posizione in MS, otteniamo la temperatura di saturazione del fluido refrigerante in ogni posizione. Questo servirà per calcolare i titoli di vapori e le entalpie in ogni settore. Come nella riduzione dati monofase, l'entalpia in ingresso MS $h_{ref\ in\ MS}$ è fornita da Refprop attraverso la conoscenza della temperatura e pressione di ingresso nella sezione di misura. Vengono calcolate anche le entalpie di vapore h_{vap} e le entalpie del liquido h_{liq} in condizioni di saturazione, necessarie al calcolo del titolo di vapore. All'ingresso della sezione MS si calcola il titolo di vapore $x_{in\ MS}$:

$$x_{in\ MS} = \frac{h_{ref\ in\ MS} - h_{liq}}{h_{vap} - h_{liq}} \quad (4.39)$$

Come precedentemente svolto, viene calcolato il calore scambiato dall'acqua in ogni settore

$$q_{w,i} = m_{w,i} * c_{p,i} * \Delta T_{thermopile,i} [W] \quad (4.40)$$

dove:

$q_{w,i}$ è il flusso termico scambiato dall'acqua con il refrigerante nell'i-esimo settore [W]

$m_{w,i}$ è la portata di massa d'acqua nell'i-esimo settore [$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$]

$c_{p,i}$ è il calore specifico a pressione costante nell'i-esimo settore [$\frac{\text{J}}{\text{kg K}}$]

$\Delta T_{thermopile}$ è la differenza di temperatura tra ingresso e uscita acqua in [°C] in ogni settore. Conoscendo il flusso termico scambiato in ogni settore è possibile calcolare l'entalpia del refrigerante in uscita:

$$h_{ref\ out,i} = h_{ref\ out,i} - \frac{q_{w,i}}{\dot{m}_{ref}} \quad (4.41)$$

In ogni settore vengono quindi calcolate le entalpie di vapore h_{vap} e h_{liq} tramite Refprop in funzione delle temperature di saturazione in uscita da ogni settore. Si calcolano quindi i titoli di vapore in uscita e i titoli medi:

$$x_{out,i} = \frac{h_{ref\ out,i} - h_{liq,i}}{h_{vap,i} - h_{liq,i}} \quad (4.42)$$

$$x_{mean,i} = \frac{x_{out,i} - x_{out,(i+1)}}{2} \quad (4.43)$$

Si calcolano successivamente i coefficienti di scambio termico in condensazione con lo stesso procedimento applicato in monofase (solamente quelli sperimentali).

4.2.2 Risultati sperimentali

I coefficienti di scambio termico alle diverse portate sono riportati in Fig. 23 e Fig. 24 in funzione del titolo di vapore medio presente in ogni settore. I coefficienti di scambio termico sono quelli relativi a titoli di vapore medi tra $0.15 < x_{mean} < 0.9$. Inoltre tutti i test sono stati eseguiti con una temperatura di saturazione di circa 40°C. I grafici sono privi di incertezza che verrà definita e calcolata nel capitolo 5. Dalla Fig. 23 si nota un comportamento tipico dell'HTC che aumenta con l'aumentare del titolo di vapore, mentre i coefficienti risultano essere più alti all'aumentare della portata di massa del refrigerante. In Fig. 24 si nota un comportamento diverso nella velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, che per alcuni valori di titolo medio risulta avere coefficienti di scambio termico superiori alla velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Questo fatto è dovuto alla dipendenza del coefficiente di scambio termico dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete, che andremo ad analizzare in seguito. Altro fatto da analizzare durante la condensazione è se considerare la temperatura media aritmetica o logaritmica per il calcolo del coefficiente di scambio. Si è

riscontrato che la considerazione di un metodo o dell'altro per il calcolo della differenza di temperatura comporta errori minimi nel calcolo del coefficiente di scambio termico, con errore massimo del 5% dell'HTC per tutte le velocità di massa e un errore medio dell'1,5 % per tutti i valori calcolati. In questa analisi i coefficienti di scambio termico considerati sono calcolati con la temperatura media aritmetica. In Fig. 25 il confronto tra i due metodi per il calcolo della temperatura media per la velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$.

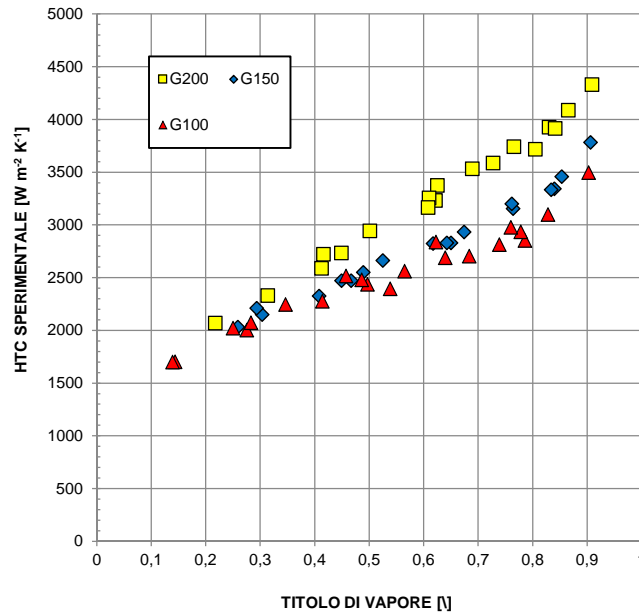


Fig. 23 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare della velocità di massa $G=200 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ e $G=150 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ in condensazione in sezione di misura da 3.38 mm

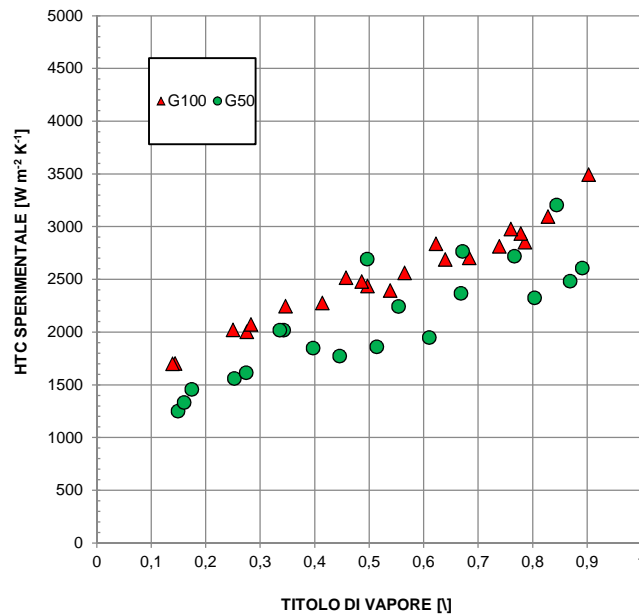


Fig. 24 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare delle velocità di massa $G=50 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ e $G=100 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ in condensazione in sezione di misura da 3.38 mm

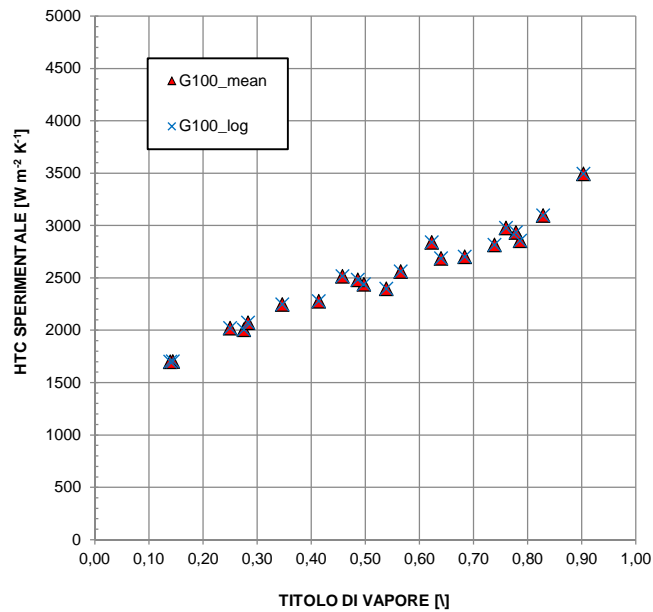


Fig. 25 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ calcolato con la temperatura media aritmetica e logaritmica

In generale, si può dire che vi è una stretta corrispondenza tra diametro del tubo (che influisce sulla portata di massa) e del titolo di vapore con il coefficiente di scambio termico. Contributo fondamentale deriva inoltre dal film di liquido che si forma durante la condensazione lungo la sezione. Esso crea una resistenza termica che va ad ostacolare il flusso termico, riducendo in tal modo l'HTC. La formazione del film è funzione del diametro, della gravità e della tensione superficiale del liquido, ma tutto ciò verrà approfondito nei capitoli seguenti. Importante durante le prove è stabilire che l'errore percentuale tra i flussi termici sia pari ad un valore intorno al valore nullo (al contrario di ciò che avviene in monofase).

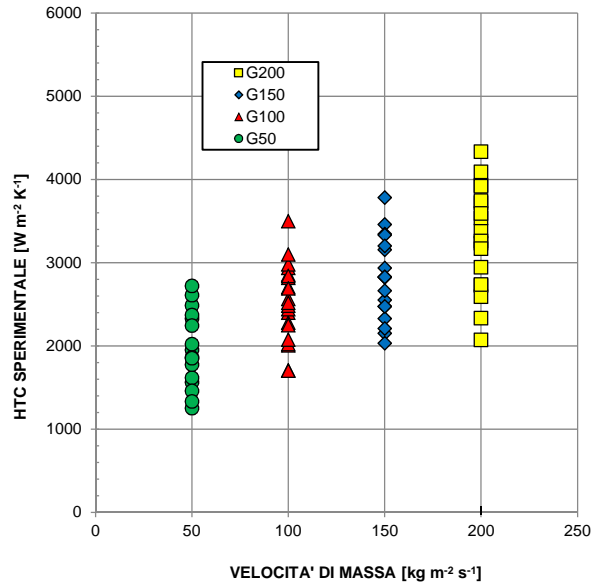


Fig. 26 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione della velocità di massa in condensazione

Un chiaro aumento del coefficiente di scambio termico è evidenziato dalla Fig. 26 , dalla quale si deduce che lo scambio termico aumenta all'aumentare della velocità di massa, Questo aumento dovuto principalmente al diverso regime di deflusso che si instaura all'interno del canale, con le componenti principali agenti sul fluido come la gravità, la tensione superficiale e lo sforzo tangenziale che variano in funzione della velocità di massa. Si approfondisce ora il comportamento del coefficiente di scambio termico al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete.

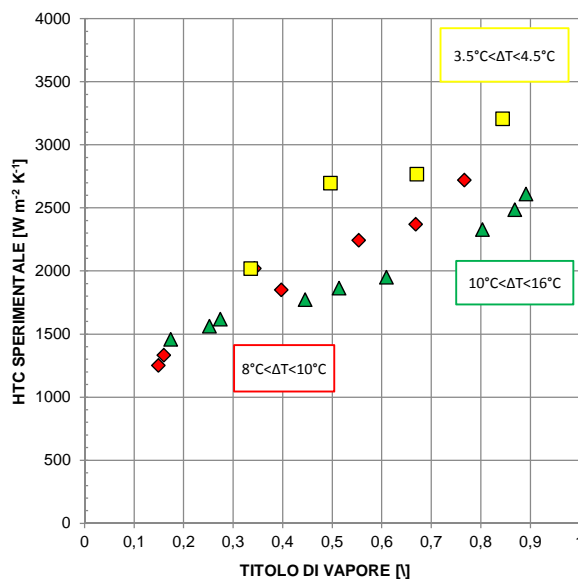


Fig. 27 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=50 kg/(m^2 s)$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

E' evidente in Fig. 27 come al diminuire della differenza tra temperatura di saturazione e parete i coefficienti aumentino a parità di titolo, e questo effetto è più evidente a titoli più elevati. Questo fatto porta alla conclusione che la velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ comporti un coefficiente di scambio termico dipendente dalla differenza di temperatura di saturazione e quella di parete e un coefficiente di scambio termico tanto più alto quanto più bassa è la differenza di temperatura tra le due. Questo è il motivo principale per cui in Fig. 24 alcuni valori dei coefficienti di scambio termico erano più elevati rispetto a $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$.

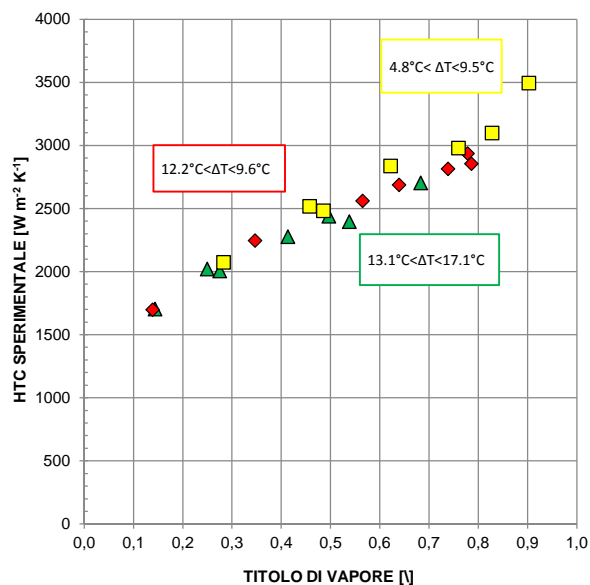


Fig. 28 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

In Fig. 28, relativa alla velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, notiamo una diminuzione della dipendenza del regime di deflusso dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete, che ha effetti minimi con coefficienti di scambio termico leggermente più elevati per differenze di temperature tra saturazione e parete. Per le velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ (Fig. 29 e Fig. 30) non risulta alcuna dipendenza, con il coefficiente di scambio termico costante a parità di titolo al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete, che permette di concludere che alle due velocità di massa più elevate il regime di deflusso è indipendente dalla differenza di temperatura.

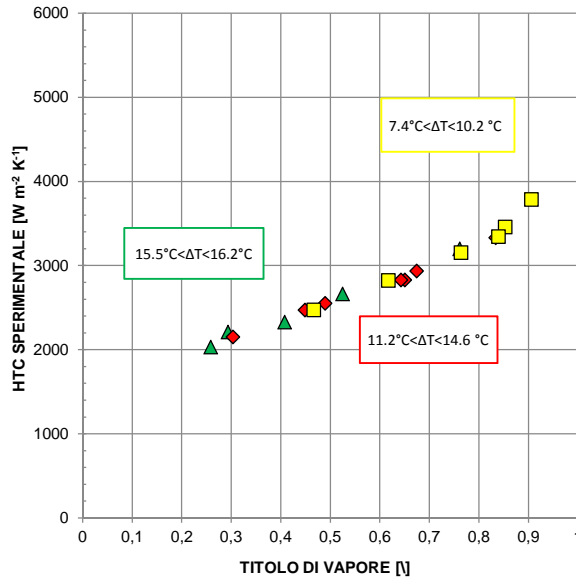


Fig. 29 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

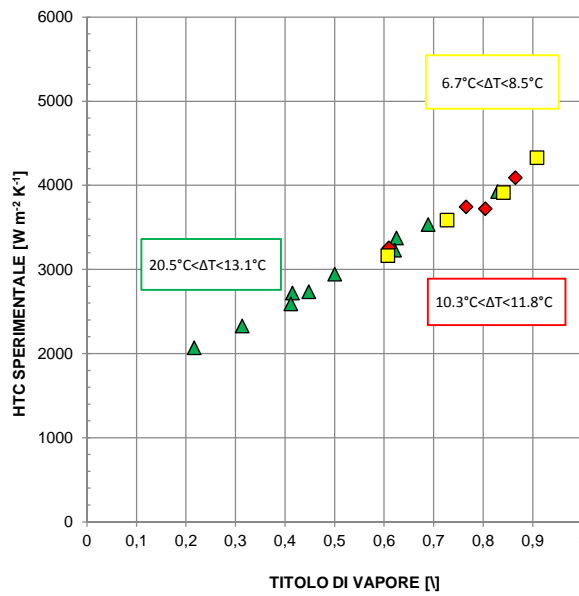


Fig. 30 Andamento dell'HTC per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore al variare della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

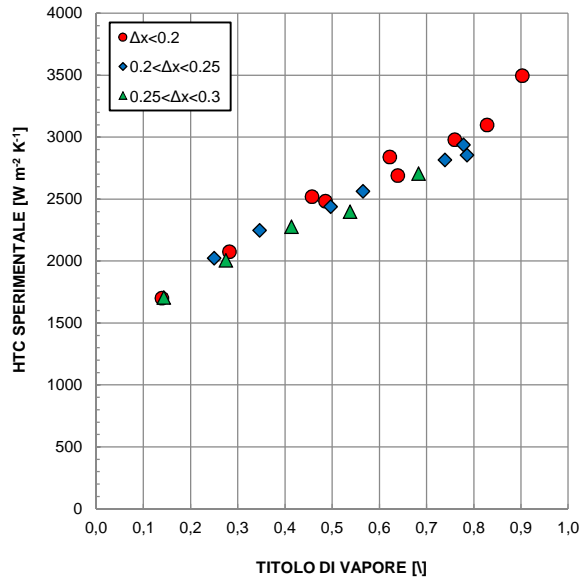


Fig. 31 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della variazione di titolo all'interno di ogni settore in sezione di misura da 3.38 mm

Si analizzano ora per le velocità di massa $G=(100,150,200) \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$ con alcuni parametri misurati durante le prove, come la variazione di titolo di vapore, la temperatura e portata media dell'acqua. Facendo riferimento alla velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$ in Fig. 31, l'effetto della variazione del titolo all'interno dei settori risulta essere trascurabile, con un effetto più evidente a titoli di vapore superiori a 0.4.

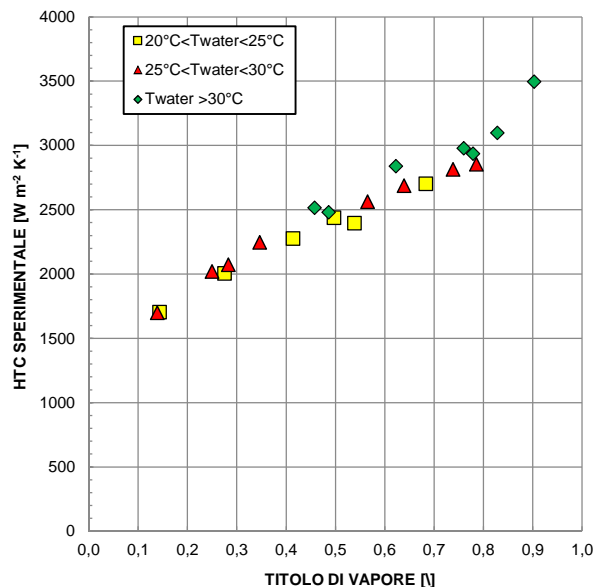


Fig. 32 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della temperatura media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm

In Fig. 32, per la velocità di massa considerata si nota una leggera influenza della temperatura media dell'acqua nel settore, in particolare a titoli superiori a 0.6. Dall'analisi

delle velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, si deduce una dipendenza del coefficiente di scambio termico dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete. Questa dipendenza è più evidente a $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ che a $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Bisogna specificare che l'analisi effettuata per la velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ considerando la variazione di titolo all'interno del settore e la temperatura media dell'acqua, è strettamente legate alla differenza di temperatura tra saturazione e parete, ed è stata omessa l'analisi per $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ per l'evidente dipendenza della differenza di temperatura. Questa analisi aggiuntiva su $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, che verrà ora svolta alle più alte velocità di massa, è stata effettuata per una comprensione migliore per una velocità di massa in una zona tra dipendenza e indipendenza della differenza di temperatura tra saturazione e parete. Una bassa differenza di titolo tra ingresso e uscita in un settore è conseguenza di una bassa differenza tra temperatura di saturazione e parete e una temperatura media dell'acqua elevata implica una temperatura di parete più vicina a quella di saturazione. Si analizzano ora le velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, che risultano essere da una prima analisi indipendenti dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete.

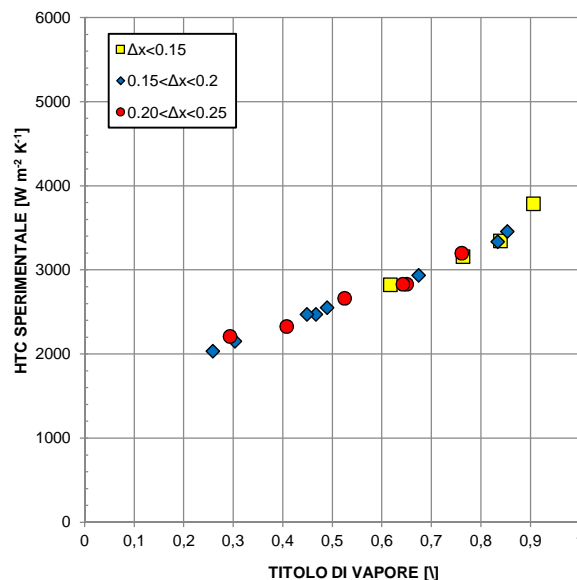


Fig. 33 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della variazione di titolo all'interno di ogni settore in sezione di misura da 3.38 m

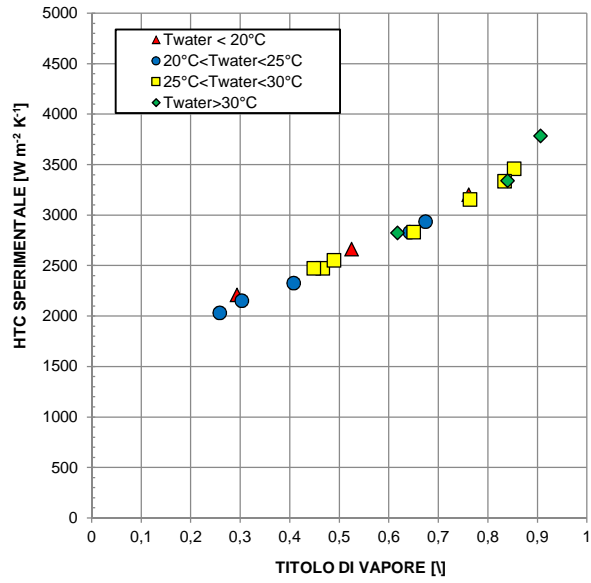


Fig. 34 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della temperatura media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm

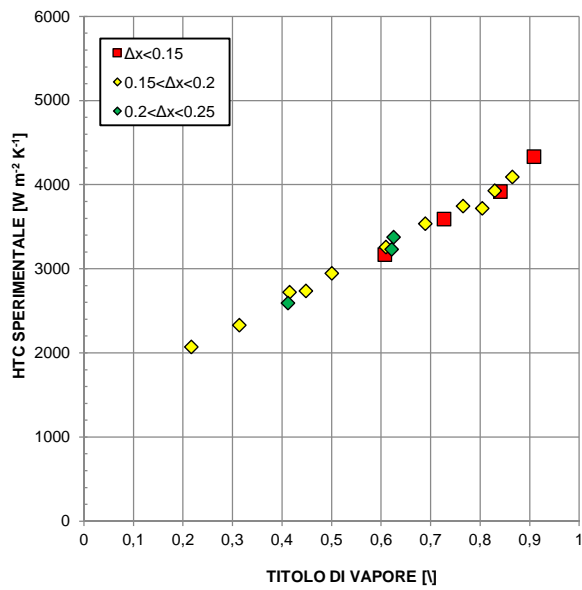


Fig. 35 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della variazione di titolo all'interno di ogni settore in sezione di misura da 3.38 m

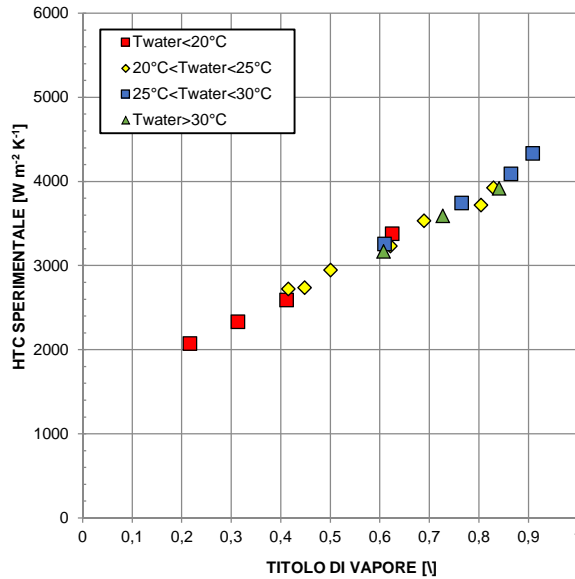


Fig. 36 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della temperatura media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm

Dalle Fig. 33,34,35,36 si nota che il coefficiente di scambio termico per le velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ e $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ non vi è alcuna dipendenza dall'entità della variazione di titolo nel settore e dalla temperatura media dell'acqua, come era lecito aspettarsi vista l'indipendenza dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete. Il coefficiente varia solamente in funzione del titolo di vapore medio che si verifica nel settore, indipendentemente dalla velocità di condensazione all'interno dal settore.

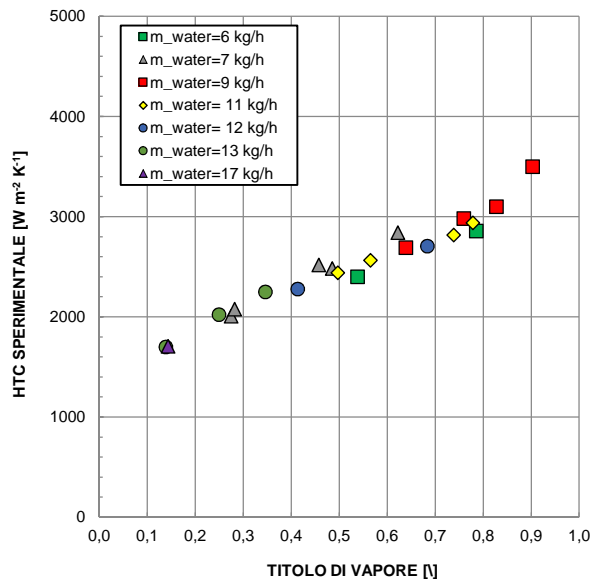


Fig. 37 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della portata di massa media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm

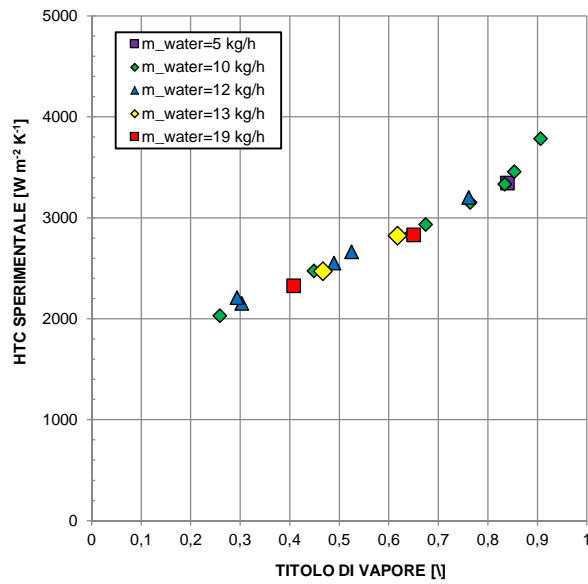


Fig. 38 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della portata di massa media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm

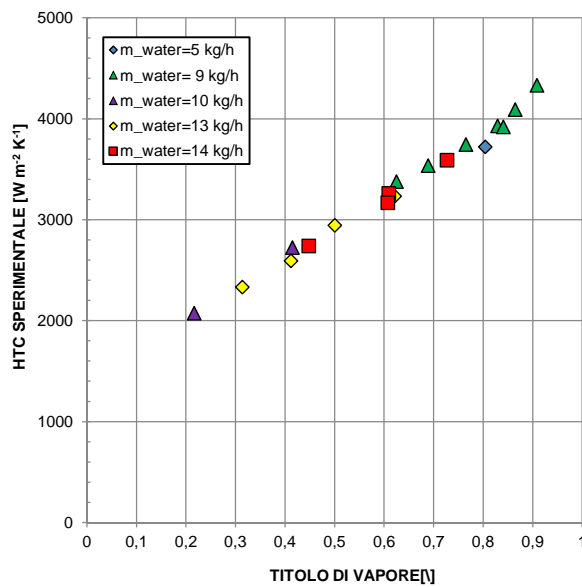


Fig. 39 Andamento dell'HTC sperimentale per la velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in funzione del titolo di vapore e della portata di massa media dell'acqua in sezione di misura da 3.38 mm

Dall'analisi delle Fig. 37,38,39 non risulta un'evidente dipendenza del coefficiente di scambio termico al variare della portata d'acqua nei settori. Dall'analisi appena effettuata, si può concludere che il coefficiente di scambio termico è influenzato dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete in maniera evidente solamente alla velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$, mentre la velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{ s}}$ ne risulta influenzata in maniera parziale. Le variazioni del titolo di vapore all'interno dei settori, la temperatura media dell'acqua, legate alla differenza di temperatura di temperatura tra saturazione e parete, risultano non

influenzare il coefficiente di scambio termico alle velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. La portata d'acqua inoltre, non influenza il coefficiente di scambio termico per le velocità superiori o uguali a $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$.

4.2.3 Visualizzazione dei regimi di deflusso

Come descritto nel capitolo 2, la sezione di misura da 3.38 mm presenta tra il 3° settore e il 4° settore un tubo in vetro borosilicato lungo 200 mm di diametro pari a quello del tubo in rame dedicato alla visualizzazione del tipo di deflusso. Si descrivono per prima cosa le tipologie di regimi che si possono verificare all'interno del tubo.

4.2.3.1 Regimi di deflusso

Le tipologie di deflusso che si possono verificare all'interno dei minicanali e microcanali influenzano in maniera determinante i coefficienti di scambio termico ottenuti in maniera sperimentale. Considerando nel nostro caso che il deflusso del refrigerante avvenga in direzione orizzontale e parallelo alla superficie terrestre e che la gravità agisca in direzione normale al flusso, possiamo distinguere e classificare i seguenti regimi di deflusso:

- **Bubbly flow**: deflusso con la presenza di bolle formate dalla fase gassosa. A causa della gravità, il fluido sta sulla parte inferiore del canale e le bolle sulla parte superiore. Il numero di bolle, la loro formazione e la loro superficie dipendono da molteplici fattori, come la velocità di massa e il diametro;
- **Stratified/Stratified-Wavy flow**: Vi è una completa separazione tra fase gassosa e fase liquida, con il liquido che sta nella parte inferiore del canale a causa della gravità. La superficie di separazione della fase liquida in contatto con la fase gassosa può essere perturbata (stratified-wavy) oppure piatta (stratified);
- **Annular flow**: si ha un film sulle pareti del tubo con al centro un flusso di vapore (vapor core) che mantiene il film aderente alle pareti. A causa della gravità, il flusso del vapore sarà leggermente eccentrico rispetto all'asse del tubo con il film di liquido maggiore sulla parte inferiore rispetto alla parte superiore.
- **Slug/Plug flow (intermittent flow)**: Si ha formazione di bolle più o meno allungate con formazione di sacche di liquido tra di esse.
- **Mist flow**: presente ad elevate portate, dove la fase liquida è presente sotto forma di piccole gocce trascinate dalla grande velocità del vapore. Presente in diametri piccoli o comunque contenuti.
















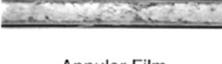
		FLOW REGIMES			
		Annular	Wavy	Intermittent	Dispersed
Flow Patterns					
	Mist Flow	Discrete Wave (0)	Slug Flow	Bubbly Flow	
					
	Annular Ring	Discrete Wave (1)	Slug Flow	Bubbly Flow	
					
Wave Ring	Discrete Wave (2)	Plug Flow	Bubbly Flow		
					
Wave Packet	Disperse Wave (3)	Plug Flow			
	Note: Numbers above denote intensity of secondary waves				
Annular Film					

Fig. 40 Regimi di deflusso considerati in Nema et al. (2014)

4.2.3.2 Parametri influenti

I parametri che influenzano il deflusso bifase e di conseguenza influenzano il tipo di regime all'interno del tubo sono i seguenti:

- Diametro;
- Densità e viscosità della fase liquida;
- Densità e viscosità della fase vapore;
- Tensione superficiale;
- Scabrezza della parete;
- Accelerazione gravitazionale;
- Inclinazione del canale;
- Velocità di superficie di liquido e vapore.

Il deflusso stratificato avviene a ridotte velocità del vapore e a basse tensioni superficiali tra liquido e vapore. Il deflusso “slug”, “plug” e deflusso stratificato ad onde quando la tensione superficiale del vapore risulta essere molto elevata. Il deflusso anulare invece, avviene per velocità di vapore molto elevate. Variando il diametro e il fluido, le transizioni da un deflusso all'altro variando sensibilmente. Il deflusso misto invece, tipico delle elevate portate, è prevalente in diametri ridotti.

4.2.3.3 *Acquisizione dei video e delle immagini*

I video sono stati acquisiti alle diverse portate di refrigerante utilizzate durante i test in condensazione. Il titolo di vapore associato ad ogni immagine sotto riportata è stato calcolato come valore medio tra il titolo in uscita dal terzo settore e in entrata del quarto settore anche se il tratto in vetro può essere considerato un tratto adiabatico (conducibilità termica pari a 1.2 W/m K contro i 390 W/m K del rame). Di seguito vengono riportate le immagini al variare della portata di refrigerante e del titolo di vapore.

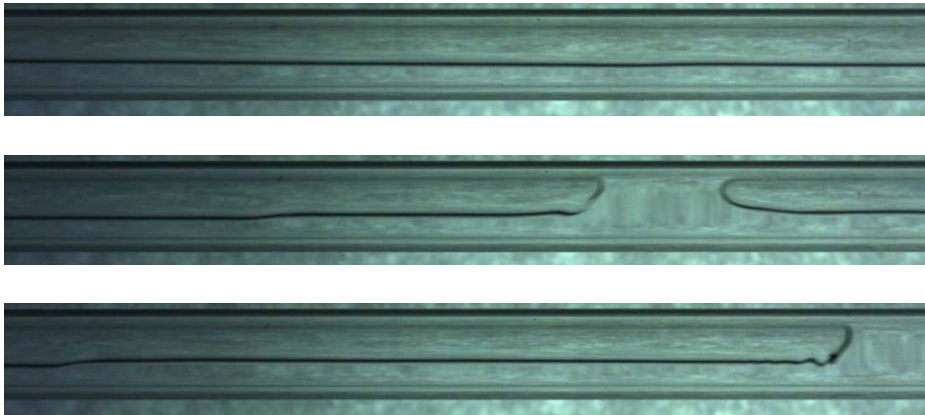


Fig. 41 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.26$

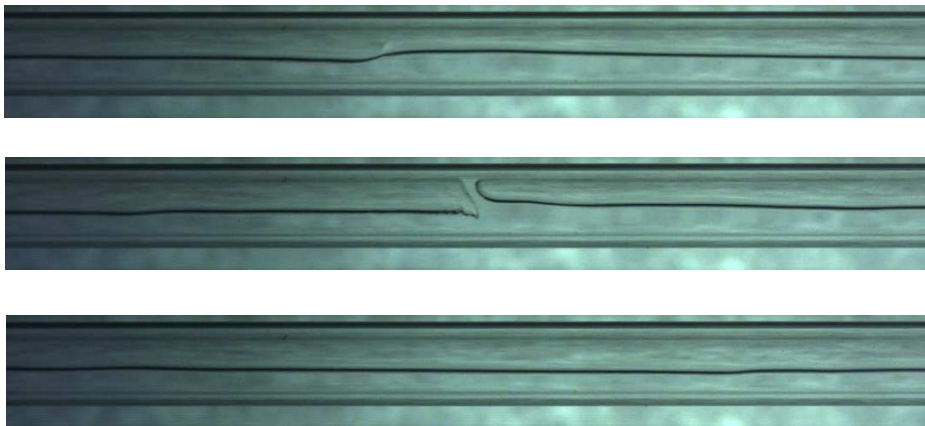


Fig. 42 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.37$



Fig. 43 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.45$

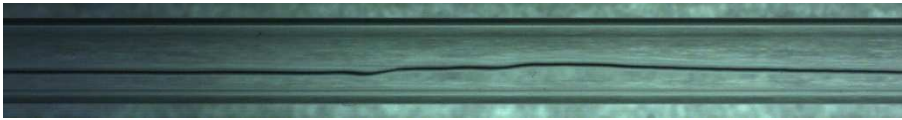


Fig. 44 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.58$

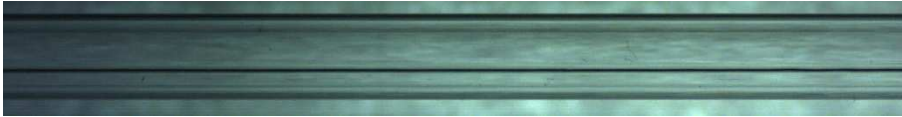


Fig. 45 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.65$

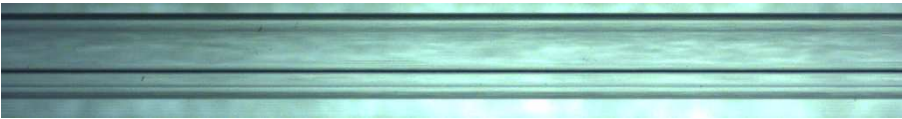


Fig. 46 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.73$

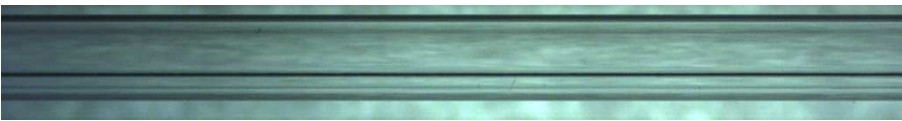


Fig. 47 Regime di deflusso visualizzato con $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.81$

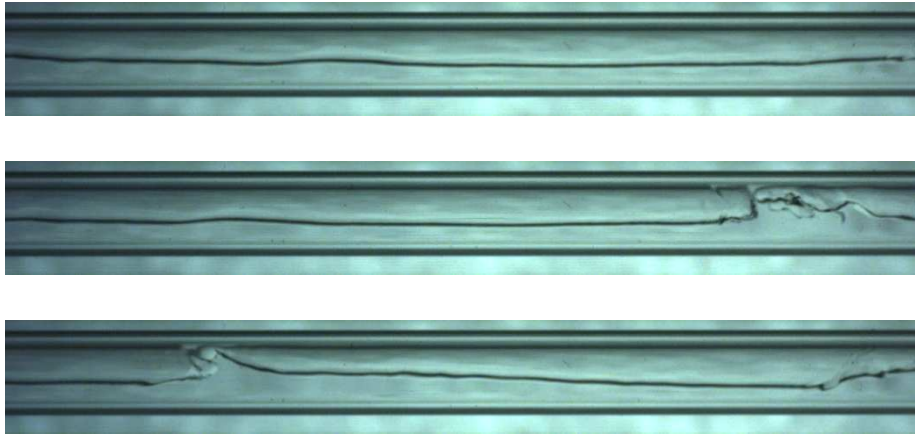


Fig. 48 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.21$

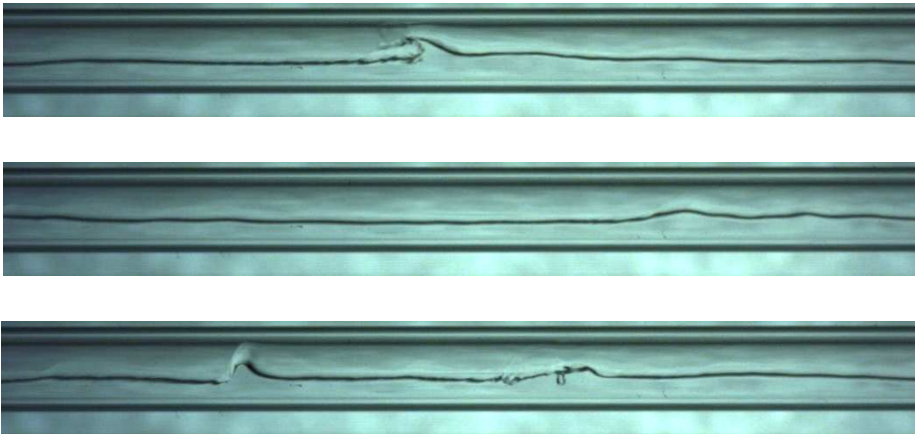


Fig. 49 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.27$

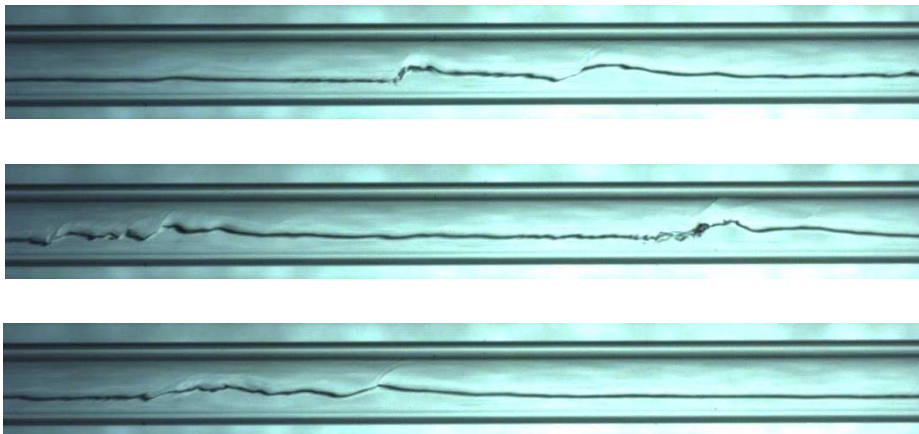


Fig. 50 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.37$

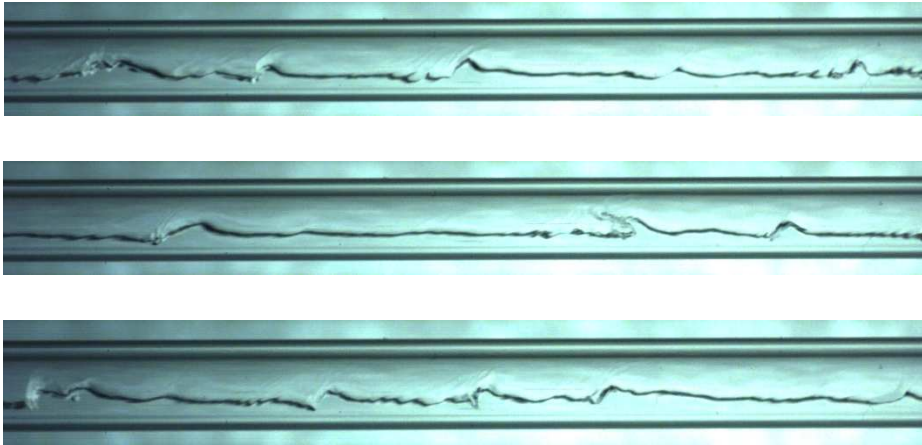


Fig. 51 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.46$

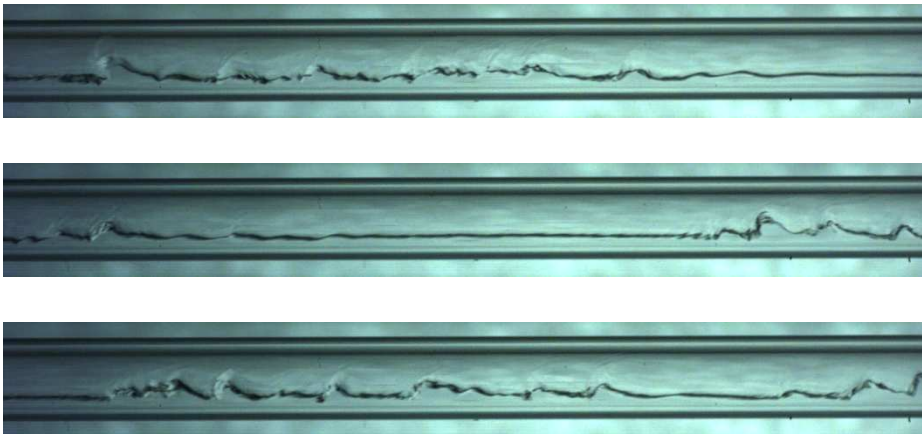


Fig. 52 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.54$

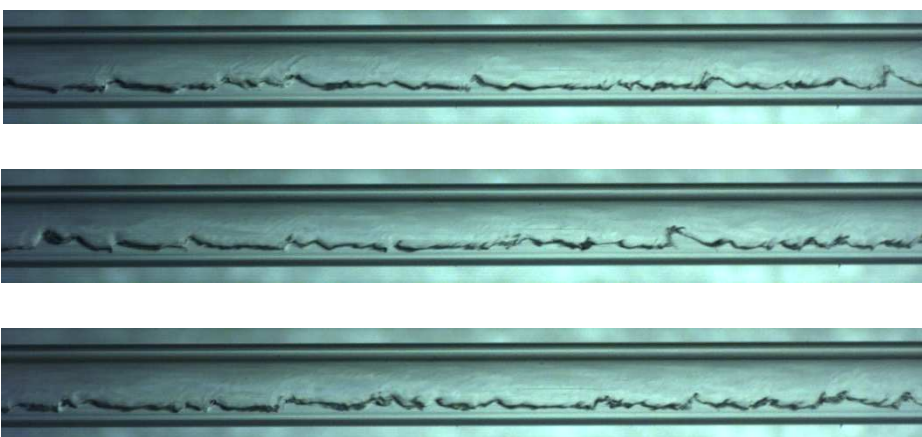


Fig. 53 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.68$

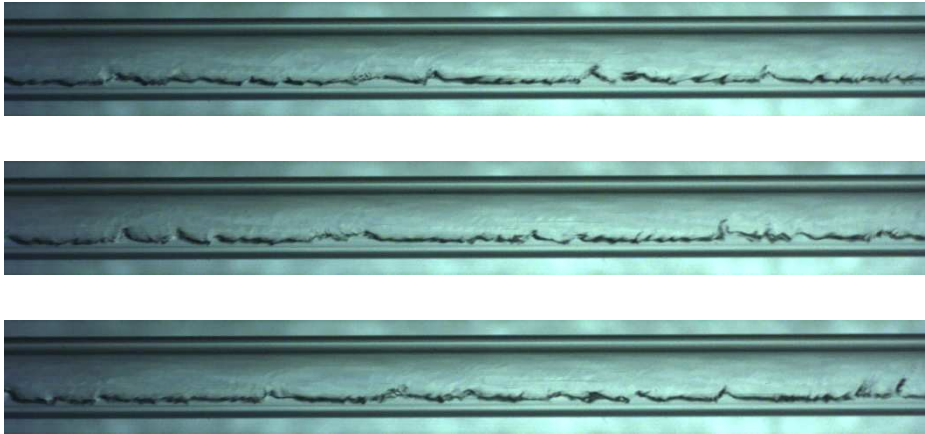


Fig. 54 Regime di deflusso visualizzato con $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.81$

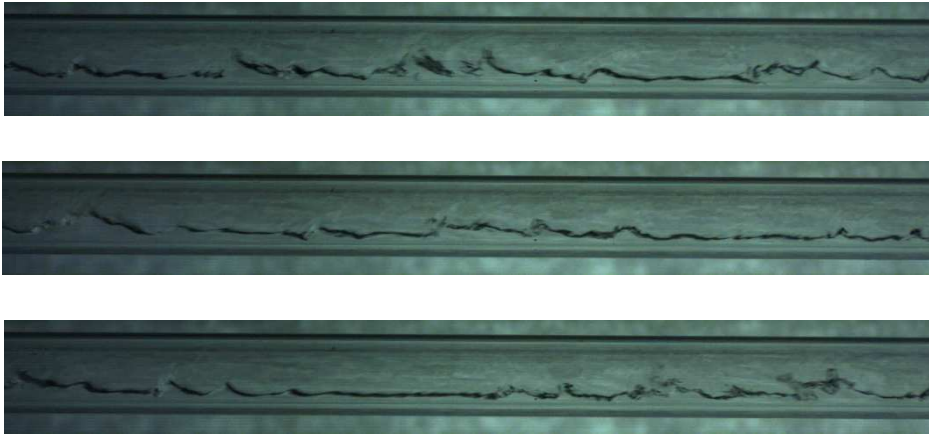


Fig. 55 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.41$

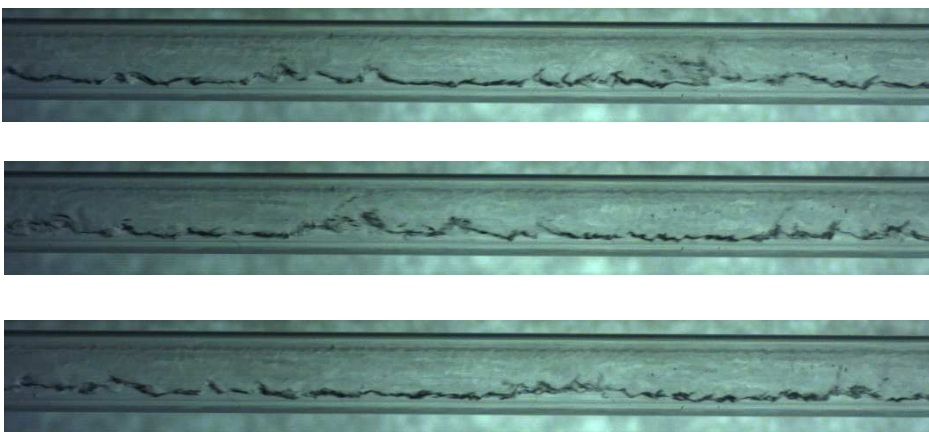


Fig. 56 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.52$

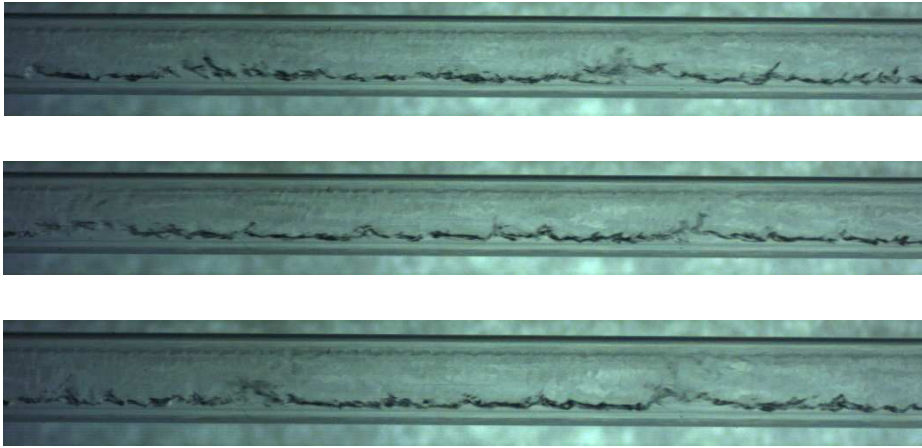


Fig. 57 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.58$

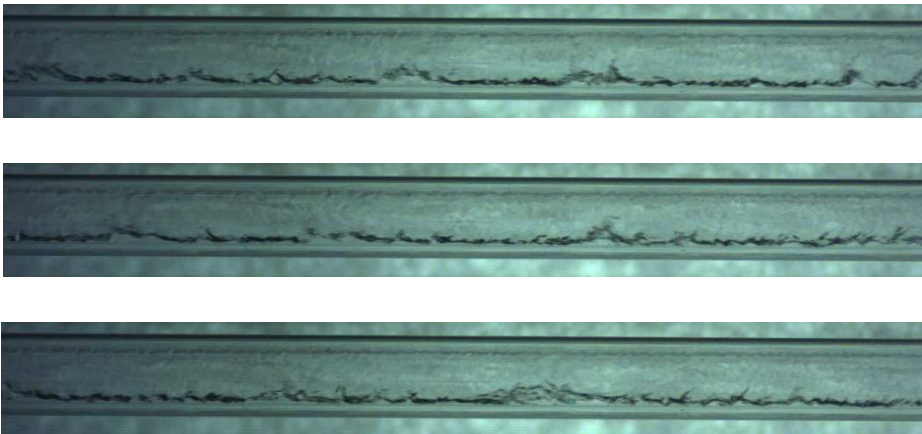


Fig. 58 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.69$

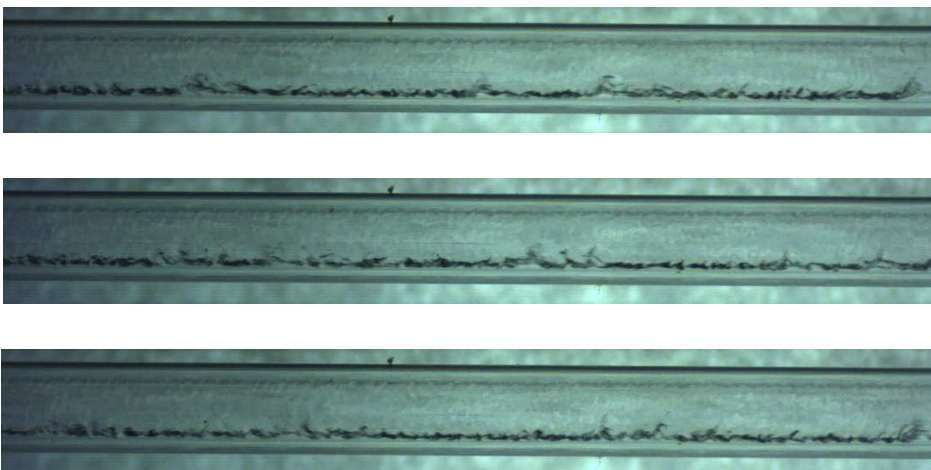


Fig. 59 Regime di deflusso visualizzato con $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.81$

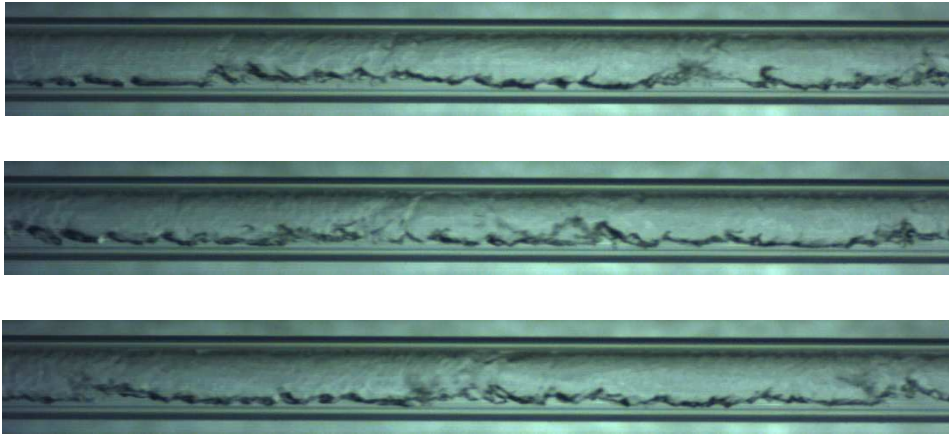


Fig. 60 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.44$

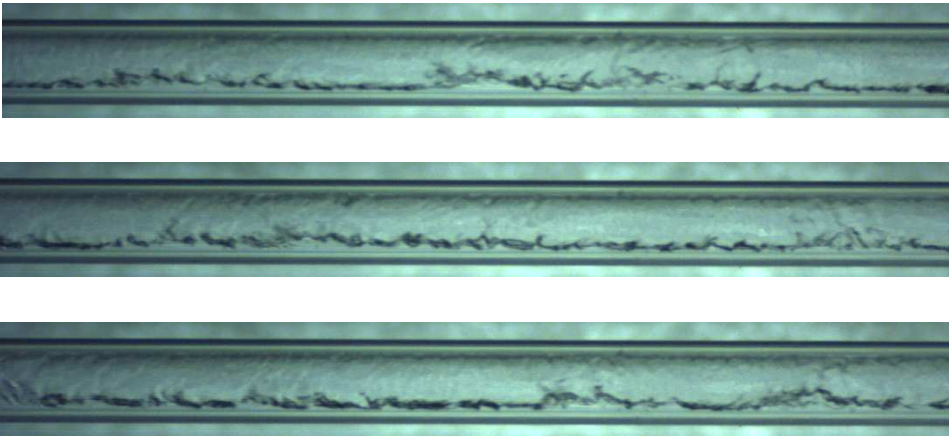


Fig. 61 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.52$

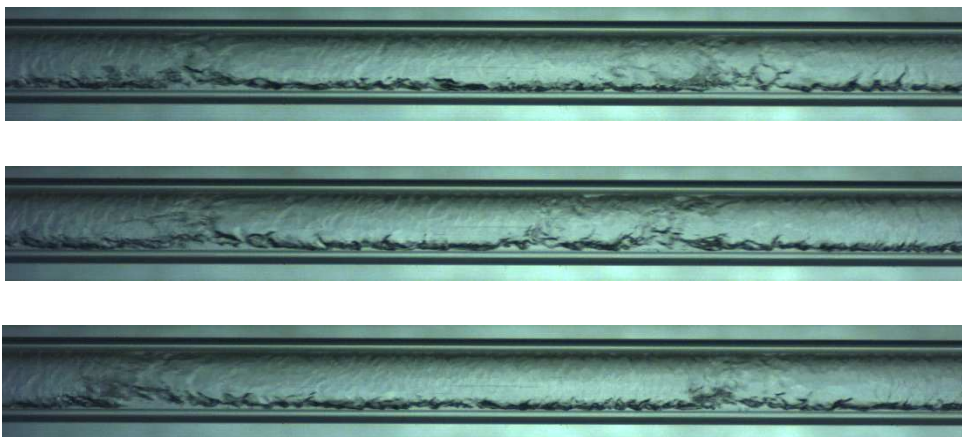


Fig. 62 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.60$

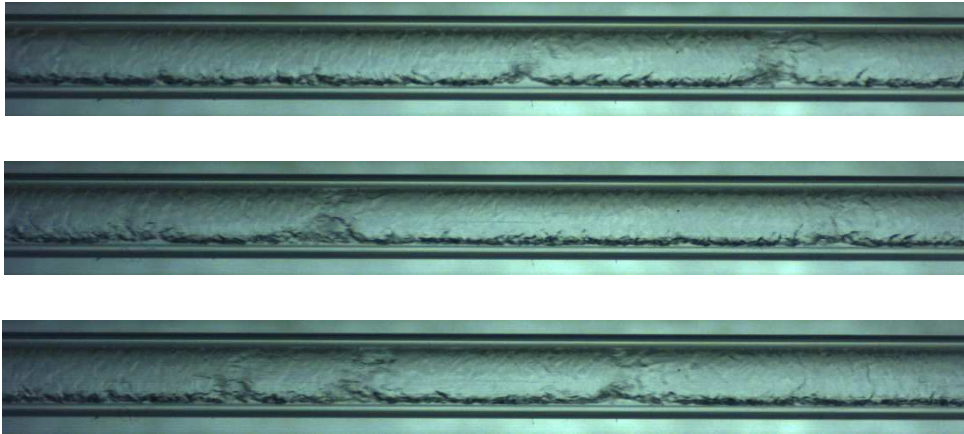


Fig. 63 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.69$

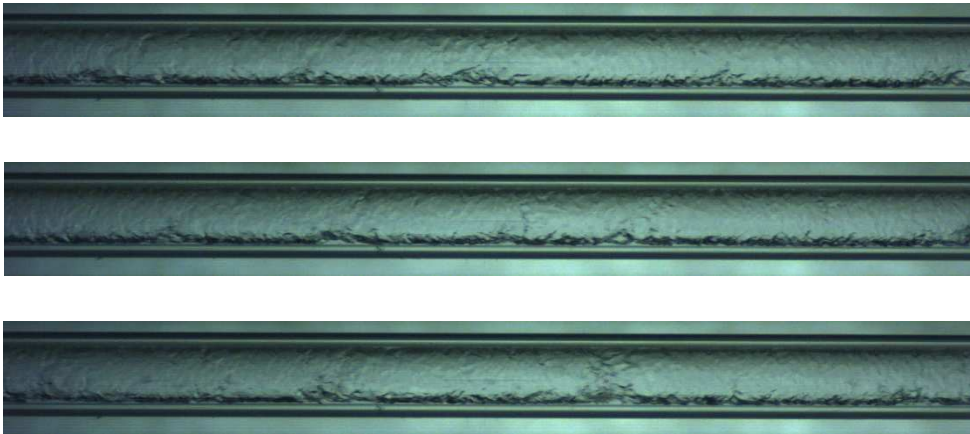


Fig. 64 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.79$

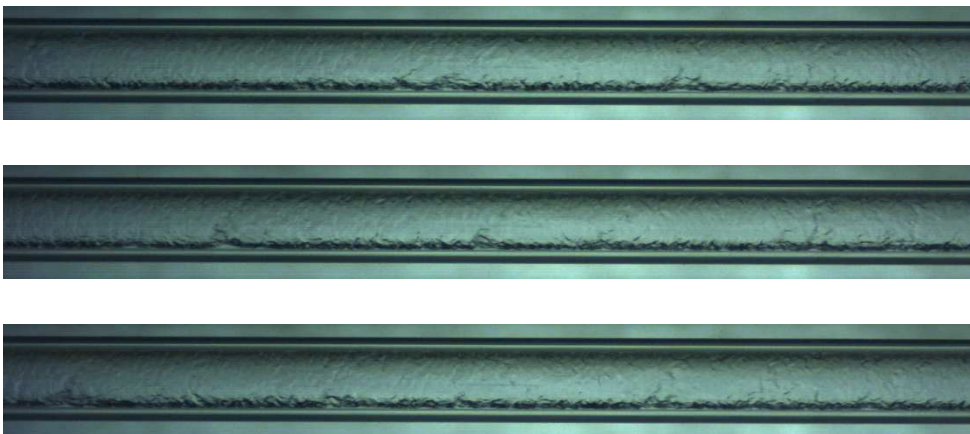


Fig. 65 Regime di deflusso visualizzato con $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ e $x=0.88$

4.2.3.4 Considerazioni sulle immagini acquisite

Si analizzano ora le immagini e i tipi di regimi di deflusso visualizzati. E' giusto specificare come ogni immagine possa dare una prima identificazione del tipo di regime di deflusso presente all'interno del canale, ma un'analisi precisa, in particolare nei regimi di transizione, risulta essere soggettiva. Per la velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ il regime di deflusso risulta essere di tipo "slug" fino ad un titolo di vapore $x=0.37$, come si nota dalla Fig. 42, mentre per titoli superiori il regime di deflusso risulta essere chiaramente stratificato piatto. Nelle Fig. 41 e Fig. 42 notiamo chiaramente la formazione del "ponte liquido" tra una bolla di vapore e l'altra, e questa formazione è dipendente dalla tensione superficiale come descritto in Nema et al. (2014), che favorisce la formazione della bolla tanto quanto più alta è la tensione superficiale. Per la velocità di massa $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ notiamo un deflusso "slug" per il titolo di vapore $x=0.21$ (Fig. 48), ma a titoli di vapore superiori si nota una increspatura più evidente della superficie del liquido a causa della velocità del vapore più elevata rispetto a $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Questo aumento di velocità provoca un attrito maggiore all'interfaccia liquido-vapore, creando delle creste d'onda più ampie. Per titoli superiori il regime di deflusso risulta essere stratificato ad onde. Per la velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ il regime di deflusso risulta essere stratificato ad onde fino ad un titolo di vapore $x=0.52$, mentre per titoli di vapore superiori il regime di deflusso risulta essere in transizione, in cui compaiono delle onde e spessori del film di liquido con ampiezza molto ridotta, in particolare a $x=0.81$ (Fig. 59). Per la velocità di massa $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, il regime di deflusso risulta essere stratificato ad onde fino ad un titolo di $x=0.52$ (Fig. 61), mentre si può considerare un regime di deflusso anulare la Fig. 63 con titolo di vapore $x=0.60$. A titoli maggiori si nota come lo spessore del film di liquido sulla parte inferiore sia molto ridotto e vi sia del film di liquido sulle pareti del canale, dovuto principalmente all'elevata velocità del vapore, in particolare in Fig. 65.

4.3 Test in condensazione in sezione da 0.96 mm con R1270

I test condotti in questa sezione sono effettuati con fluido operativo R1270 (propilene). La riduzione dati è stata riportata nel dettaglio in Matkovič et al. (2009). Una breve esposizione della riduzione dei dati sperimentali per le valutazioni dei coefficienti è riportata in seguito.

4.3.1 Riduzione dati

Acquisite le temperature dell'acqua sulla sezione di misura, un polinomio o una funzione esponenziale vengono utilizzati per interpolarle. Con z indichiamo l'asse lungo il canale da ingresso lato refrigerante ad uscita lato refrigerante. La pressione viene calcolata attraverso l'implementazione di un modello per la valutazione delle perdite di carico dato che una interpolazione lineare risulterebbe eccessivamente approssimativa. La pressione viene rilevata all'ingresso e all'uscita della sezione di misura. Uno dei motivi delle interpolazioni per la temperatura è dovuto al fatto che lungo la sezione di misura, le temperature di parete e quelle dell'acqua non sono acquisite sulla stessa posizione lungo l'asse z , e ciò potrebbe provocare degli errori della valutazione dello scambio termico, che una volta effettuata l'interpolazione risulta essere espresso dall'Equazione 4.46. Quindi, data una posizione z , l'interpolazione mi permette di valutare in maniera ottimale tutti i parametri nella stessa posizione, in particolare dello scambio termico. Per le temperature, si tende ad assumere una interpolazione di secondo grado, che generalmente garantisce una buona accuratezza e uno sforzo computazionale minore. Per l'interpolazione delle temperature possono essere applicati due metodi. Il primo metodo è basato su un'analisi statistica (Rawling et al. (1998)) attraverso il test dell'R quadro (r^2), che permette di cambiare il polinomio di interpolazione se e solo se quello di grado superiore interpola in modo migliore le temperature, mentre il secondo criterio è basato su un'analisi fisica, secondo la quale il programma seleziona l'interpolazione più adeguata in funzione del numero di termocoppie aventi una differenza dalla temperatura misurata e quella calcolata da interpolazione inferiore a 0.05 °C. L'errore commesso dall'interpolazione è minore dell'accuratezza delle termocoppie (± 0.05 °C), quindi il coefficiente r^2 definito dall'Equazione 4.44 tende all'unità se l'interpolazione è eseguita correttamente:

$$r^2 = \frac{\sum_{i=1}^{13} (T_{w,i} - T_{w,i,pol})^2}{\sum_{i=1}^{13} (T_{w,i} - \overline{T_w})^2} \simeq 1 \quad (4.44)$$

con la temperatura media lato acqua $\overline{T_w}$ definita da:

$$\overline{T_w} = \frac{\sum_{i=1}^{13} T_{w,i}}{13} [^{\circ}C] \quad (4.45)$$

Per il calcolo del coefficiente di scambio termico, si sfrutterà la derivata $\frac{\partial T_w(z)}{\partial z}$ dall'interpolazione effettuata per le temperature lato acqua. Il flusso termico lungo z risulterà:

$$q(z) = -m_w c_p \frac{\partial T_w(z)}{\partial z} [W] \quad (4.46)$$

tramite il quale è possibile calcolare il coefficiente di scambio termico:

$$HTC(z) = \frac{q(z)}{\pi d_h [T_{sat}(z) - T_{wall}(z)]} \left[\frac{W}{m^2 K} \right] \quad (4.47)$$

La temperatura di saturazione lungo la sezione di misura è valutata attraverso la conoscenza dello stato termodinamico del fluido lungo il condensatore.

4.3.2 Correzioni applicate

Le correzioni applicate alla sezione di misura da 0.96 mm sono le stesse applicate alla sezione di misura da 3.38 mm. Per le dissipazioni verso l'ambiente, si utilizza la relazione calcolata da Matkovič et al. (2009) utilizzata per la sola sezione di misura:

$$q_{loss} = 0.1772 \left(T_{amb} - \frac{T_{water,in} + T_{water,out}}{2} \right) + 0.1253 [W] \quad (4.48)$$

Ovviamente, il flusso termico dissipato, così come le correzioni dovute a flusso termico assiale e alle correzioni di temperature delle termocoppie di parete, saranno applicate in funzione della posizione:

$$HTC(z) = \frac{q(z) + q_{loss}(z) + q_{ax}(z)}{\pi d_h [T_{sat}(z) - T_{wall}(z) - \Delta T_{corr}(z)]} \left[\frac{W}{m^2 K} \right] \quad (4.49)$$

Per il calcolo di $q_{ax}(z)$ e $\Delta T_{corr}(z)$ si fa riferimento alle correlazioni suggerite da Matkovič et al. (2009).

4.3.3 Risultati in condensazione

In Fig. 66 i risultati ottenuti in condensazione. I test sono stati eseguiti ad otto velocità di massa differenti, I test sono stati eseguiti ad una temperatura di saturazione di 40°C circa, in un intervallo di titoli di vapore $x = 0.15 \div 0.9$.

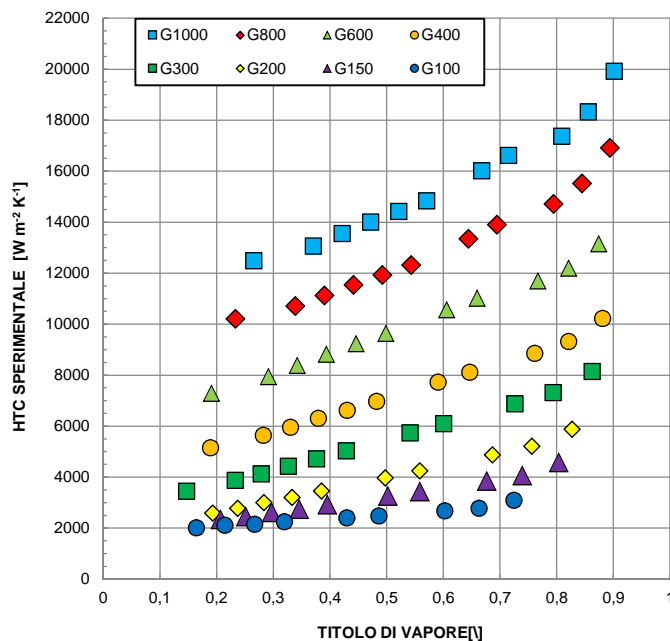


Fig. 66 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore in sezione da 0.96 mm in condensazione

Si nota in Fig. 66 il tipico andamento della condensazione, con il coefficiente di scambio termico che aumenta per tutte le velocità all'aumentare del titolo di vapore. Si nota inoltre che a parità di titolo di vapore il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare della velocità di massa. La diminuzione del coefficiente di scambio termico al diminuire del titolo di vapore è dovuto alla formazione di un film di liquido con spessore che aumenta al diminuire del titolo, implicando necessariamente una resistenza termica superiore che ostacola lo scambio termico. Generalmente alle alte velocità di massa il deflusso è influenzato principalmente dalla tensione tangenziale, che domina rispetto alla tensione superficiale e alla gravità. Durante la condensazione il deflusso risulta essere quindi anulare con un film di liquido distribuito uniformemente sulle pareti interne del canale con alti coefficienti di scambio. Alle più basse velocità la gravità e la tensione superficiale dominano rispetto alla tensione tangenziale, con un film di liquido risulta essere più spesso sulla parte inferiore del tubo, quindi con una distribuzione non uniforme.

4.4 Test sulle perdite di carico in sezione da 0.96 mm con R1270

4.4.1 Riduzione dati

Per quanto riguarda la sezione da 0.96 mm per le perdite di carico bifase, vengono mantenute delle condizioni adiabatiche in sezione di misura. Il processo di condensazione o evaporazione viene controllato dalla pre-sezione con o senza l'utilizzo dell'evaporatore.

4.4.2 Risultati sperimentali

4.4.2.1 Perdite di carico monofase

Come eseguito per la sezione da 3.38 mm, si sono eseguiti dei test in monofase per verificare che non vi fossero impurezze all'interno della sezione, che avrebbe portato inevitabilmente a misurazioni non corrette. Sono state eseguite delle prove sia in monofase liquido che in monofase vapore, verificando le correlazioni presenti in letteratura relative alle perdite di carico. Verificati i dati sperimentali con quelli teorici, sarà possibile eseguire i test sulle perdite di carico in bifase.

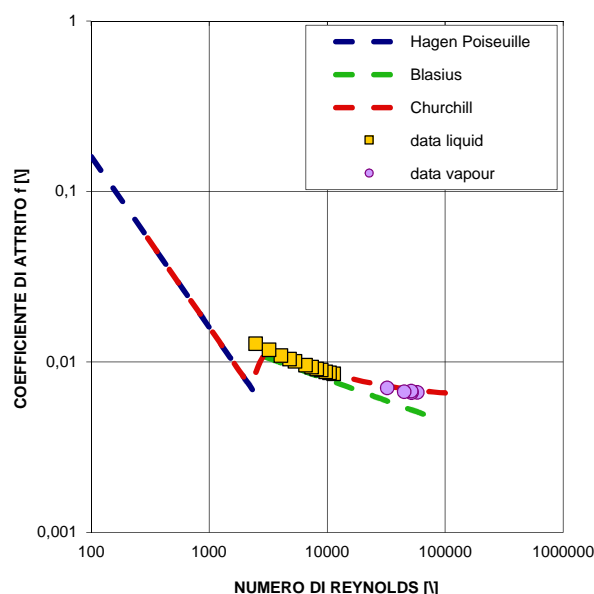


Fig. 67 Perdite di carico monofase liquido e vapore in sezione da 0.96 mm per le perdite di carico

Oltre alle correlazioni di Blasius e Churchill descritte dalle Equazioni 4.2 e 4.3, si fa riferimento anche all'equazione di Hagen-Poiseuille valida per moto laminare fino a numero di Reynolds $Re < 2600$:

$$f = \frac{16}{Re} \quad (4.72)$$

4.4.2.2 Perdite di carico bifase

In Fig. 68 vengono riportate le perdite di carico in funzione del titolo di vapore, per due diverse velocità di massa nella sezione di misura da 0.96 mm per le perdite di carico. Possiamo notare il tipico comportamento delle perdite di carico, con il picco di gradiente tra titoli di vapore compresi tra 0.85 e 0.95. Possiamo inoltre notare come per la velocità di massa maggiore vi sia presenza di un flesso sulla curva tra titoli di vapore compresi tra 0.4 e 0.7, tipico negli idrocarburi. Il flesso sulla curva, come descritto da Del Col et al. (2014)

nello studio sulle perdite di carico in un microcanale da 0.96 mm utilizzando il propano, risulta essere dovuto al trascinamento delle gocce di liquido nel flusso di vapore a causa della bassa densità del liquido del propilene. Il trascinamento di liquido avviene durante il regime di deflusso governato dallo sforzo tangenziale, tale da “strappare” le gocce di liquido dall’interfaccia liquido-vapore e queste gocce di liquido all’interno del deflusso di vapore incrementano la densità della fase vapore. La conseguenza è che il gradiente di pressione diminuisce quando il trascinamento di liquido aumenta. Questo comportamento è tipico alle alte portate.

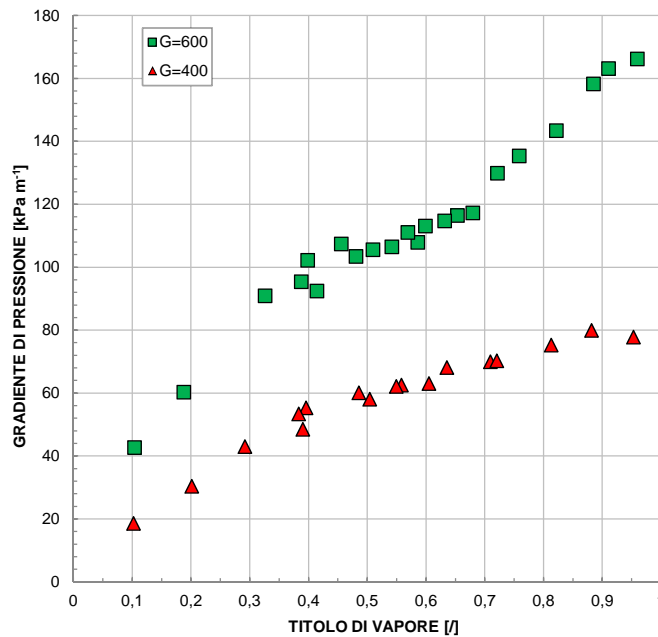


Fig. 68 Gradiente di pressione sperimentale in funzione del titolo di vapore e al variare della velocità di massa in sezione da 0.96 mm per le perdite di carico

Per titoli molto bassi le due curve tenderanno ad avvicinarsi finchè a titolo pari a 0 le perdite di carico saranno relative ad un semplice deflusso monofase liquido. Per titoli superiori a 0.9 si nota una diminuzione improvvisa delle perdite di carico. In generale, il gradiente di pressione per attrito aumenta con la portata e varia con il titolo, ma a parità di portata, diametro e titolo diminuisce all’aumentare della pressione di saturazione. In generale, le perdite di carico hanno una forte influenza sul coefficiente di scambio termico per tre ragioni principali. La prima è che le perdite di pressione lungo il canale provocano inevitabilmente una riduzione della temperatura di saturazione con crescita delle irreversibilità e conseguente penalizzazione dello scambio termico. La seconda è riferita all’alta energia dissipata all’interfaccia liquido-vapore. Quando lo sforzo tangenziale prevale su tensione superficiale e gravità, con il film di liquido che diventa turbolento e

meno spesso a causa del trascinamento del liquido all'interno del deflusso di vapore. Quindi, riducendo lo spessore del film, dovrebbe favorire lo scambio termico a causa della più bassa resistenza termica. Però, questo fatto è legato alla terza ragione, ovvero che lo sforzo tangenziale induce ad elevati gradienti di velocità e quindi gradienti di temperatura all'interfaccia liquido-vapore. In definitiva, la diminuzione della temperatura di saturazione penalizza lo scambio termico, mentre la prevalenza dello sforzo tangenziale come forza dominante all'interfaccia e gli elevati gradienti di temperatura migliorano i coefficienti di scambio termico in condensazione.

NOMENCLATURA Capitolo 4

$\dot{m}_{ref, G}$	Velocità di massa del refrigerante in [kg/m ² s]
m_{ref}	Portata di massa in [kg/s]
A_c	Area di passaggio interna in [m ²]
T_{wall}^{in}	Temperatura di parete all'ingresso del settore in [°C]
T_{wall}^{middle}	Temperatura di parete al centro del settore in [°C]
T_{wall}^{out}	Temperatura di parete all'uscita del settore in [°C]
q_w	Flusso termico scambiato in [W]
m_w	Portata di massa d'acqua in [kg/s]
$c_{p,w}$	Calore specifico dell'acqua a pressione costante in [J/(kg K)]
$c_{p,ref}$	Calore specifico del refrigerante a pressione costante in [J/(kg K)]
$\Delta T_{thermopile}$	Differenza di temperatura tra ingresso e uscita del settore in [°C]
$q_w MS$	Calore scambiato sull'intera sezione di misura in [°C]
$h_{ref in} MS$	Entalpia del refrigerante in ingresso della sezione di misura in [J/kg]
$h_{ref out}$	Entalpia del refrigerante in uscita dal settore in [J/kg]
$P_{ref in} MS$	Pressione del refrigerante in ingresso della sezione di misura in [bar]
$P_{ref out} MS$	Pressione del refrigerante in uscita dalla sezione di misura in [bar]
μ	Viscosità dinamica del refrigerante in [kg/(m s)]
λ	Conducibilità termica del rame in [W/(m K)]
Pr	Numero di Prandtl
Re	Numero di Reynolds
d_h	Diametro idraulico in [m]
Nu_G	Numero di Nusselt secondo Gnielinski
ξ	Coefficiente d'attrito secondo Darcy
L	Lunghezza di riferimento [mm]
α_G	Coefficiente di scambio termico secondo Gnielinski in [W/m ² K]
ΔT_{mean}	Media aritmetica tra temperature in ingresso e uscita in [°C]
ΔT_{log}	Media logaritmica tra temperature in ingresso e uscita in [°C]
$T_{ref in} MS$	Temperatura del refrigerante in ingresso della sezione di misura in [°C]
$T_{ref out}$	Temperatura del refrigerante in uscita dal settore in [°C]
$A_{interna}$	Area interna del settore in [m ²]
α_{exp}	Coefficiente di scambio termico sperimentale in [W/m ² K]
Nu_{exp}	Numero di Nusselt sperimentale
$T_{sat in} MS$	Temperatura di saturazione in ingresso di sezione di misura in [°C]
$T_{sat out} MS$	Temperatura di saturazione in uscita dalla sezione di misura in [°C]
h_{liq}	Entalpia del refrigerante in fase liquida in [J/kg]
h_{vap}	Entalpia del refrigerante in fase liquida in [J/kg]
$x_{in} MS$	Titolo di vapore in ingresso di sezione di misura
x_{out}	Titolo di vapore in uscita dal settore
x_{mean}	Titolo di vapore medio del settore
$T_{wall}(z)$	Temperatura di parete lungo l'asse z in [°C]
$p(z)$	Pressione del refrigerante lungo l'asse z in [bar]
$T_{w,i}$	Temperatura dell'acqua nella i-esima posizione in [°C]

$T_{w,i\ pol}$	Temperatura dell'acqua calcolata con il polinomio in [°C]
$\overline{T_w}$	Temperatura media dell'acqua in [°C]
$q(z)$	Scambio termico lungo l'asse z in [°C]
$T_{sat}(z)$	Temperatura di saturazione lungo l'asse z [°C]
q_{ax}	Perdita per scambio termico assiale in [W]
q_{loss}	Perdita per scambio termico con l'ambiente [W]
ΔT_{corr}	Correzione della temperatura delle termocoppie di parete [°C]
f_{exp}	Coefficiente di attrito sperimentale
f_{teor}	Coefficiente di attrito teorico
$T_{water,in}$	Temperatura di ingresso dell'acqua nel settore in [°C]
$T_{water,out}$	Temperatura di uscita dell'acqua dal settore in [°C]
T_{amb}	Temperatura ambiente in [°C]

5. ANALISI DELL'INCERTEZZA

Ogni singola misurazione eseguita durante i test è caratterizzata da una determinata incertezza. In questo capitolo si vogliono definire tutte le fonti di incertezza che influiscono sul calcolo dell'HTC finale. Secondo le norme, viene definita incertezza di misura una stima legata ad un determinato test o prova che caratterizza l'escursione dei valori, e in cui si suppone cada il vero valore del misurando. L'importanza dell'incertezza sta nel fatto che esprime l'affidabilità intrinseca di un generico risultato.

5.1 Procedimento di stima dell'incertezza

Il procedimento dal punto di vista pratico di stima dell'incertezza può essere sintetizzato come segue:

- Specificazione del misurando: è necessario descrivere in maniera chiara e univoca che parametro si sta valutando;
- Modello matematico: è fondamentale descrivere la relazione che il misurando ha con il procedimento di misurazione;
- Individuazione delle fonti di incertezza: identificazione dei parametri influenti;
- Misurazione e quantificazione delle componenti di incertezza: si valutano le componenti di incertezza più influenti;
- Combinazione delle componenti di incertezza;
- Calcolo dell'incertezza combinata ed estesa.

5.2 Espressione dell'incertezza

I parametri che influiscono nel calcolo dell'incertezza durante i test sono quattro:

1. Portata di massa dell'acqua;
2. Temperature di parete e saturazione;
3. Caratteristiche geometriche (diametri e lunghezze);
4. Scambio termico.

Per il calcolo dell'incertezza della portata d'acqua (come nelle caratteristiche geometriche) si verifica un valore all'incirca costante per tutto il range di portata. Per quanto riguarda l'incertezza tra temperatura di saturazione e parete, si nota che la riduzione dello spessore tra parete interna del tubo in rame e la parete esterna risulta essere molto ridotta, riducendo quindi la resistenza termica e riducendo conseguentemente l'incertezza di misura. Il fattore

più influente è sicuramente lo scambio termico, la cui incertezza è funzione del profilo di temperatura dell'acqua nei rispettivi settori.

5.2.1 Incertezza di tipo A e tipo B

L'incertezza di misura è composta da due parti principali:

- Incetezza di tipo A: E' l'incetezza derivante da più misurazioni sperimentali, ottenuta in ambiente e condizioni controllate e mantenendo costanti tutti i parametri di influenza noti e controllabili. Si supponga quindi di considerare N osservazioni (50 osservazioni con la frequenza di campionamento pari a 1 Hz nel nostro caso) statisticamente indipendenti che forniscono il valore i-esimo x_i . La stima migliore della grandezza X misurata è data dalla media aritmetica:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i = \frac{1}{50} \sum_{i=1}^{50} x_i \quad (5.1)$$

La variabilità delle misure può essere espressa dalla varianza campionaria s_x^2 che è una stima della varianza σ_x^2 della variabile aleatoria X:

$$s_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2 \quad (5.2)$$

da cui

$$s_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2} \quad (5.3)$$

s_x viene definita come deviazione standard che d'ora in poi definiremo σ_x . Poiché si assume una stima media della grandezza X, sarà necessario assumere la varianza sperimentale della media $\overline{s_x^2}$:

$$\overline{s_x^2} = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2 \quad (5.4)$$

da cui otteniamo

$$\bar{s}_x = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (\bar{x} - x_i)^2} \quad (5.5)$$

\bar{s}_x viene definita come deviazione standard della media. In accordo con la norma **UNI CEI ENV 13005:2000** l'incertezza di tipo A viene definita come segue:

$$u_A(\bar{x}) = \bar{s}_x = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{50}} \quad (5.6)$$

- **Incetezza di tipo B:** E' l'incetezza derivante da tarature degli strumenti, da specifiche dei costruttori, da esperienza e osservazioni su materiali o strumenti di interesse. Ogni strumento utilizzato nelle prove è caratterizzato da un incetezza di tipo B intrinseca e indipendente dalle condizioni operative. In Tab. 7 sono presenti le inceteezze di tipo B relative alla strumentazione utilizzata.

Parametro	Inceteezza di tipo B
Temperatura	±0.05 °C
Portata di massa refrigerante	±0.2% a 2 kg h ⁻¹
Portata di massa acqua	±0.14% a 10 kg h ⁻¹
Pressione assoluta	± 5 kPa
Pressione differenziale	± 0.1 kPa
Lunghezza e diametro	±0.02 mm

Tab. 7 Inceteezza di tipo B relative ai parametri misurati in impianto

5.2.2 Inceteezza combinata ed estesa

Calcolate le inceteezze di tipo A e individuate le inceteezze di tipo B, si combinano nel seguente modo per ottenere l'inceteezza combinata u_C :

$$u_C = \sqrt{u_A^2 + u_B^2} \quad (5.7)$$

La valutazione quantitativa supplementare dell'inceteezza che soddisfa il requisito di fornire un intervallo è denominata inceteezza estesa ed è caratterizzata dal fatto che si ricava moltiplicando l'inceteezza combinata u_C per un fattore di copertura k:

$$U = k * u_c \quad (5.8)$$

Il fattore di copertura k permette considerare una distribuzione di probabilità con un determinato livello di confidenza. In pratica, mi garantisce con una determinata probabilità, che il valore del misurando cercato ricada all'intervallo indicato dall'incertezza. Ad esempio, per un fattore di copertura $k=2$, ho il 95.4% di probabilità che il valore ricada all'interno del campo di incertezza. Nel nostro studio si è considerato $k=2$ come giusto compromesso tra affidabilità e precisione dei risultati.

5.3 Incertezza HTC nella sezione di misura da 3.38 mm

Esplicitando il coefficiente di scambio termico HTC notiamo che esso è funzione di 6 parametri fondamentali:

$$HTC = \frac{q_w}{\pi d_h L [T_{sat} - T_{wall}]} = \frac{\dot{m}_w c_p \Delta T_{thermopile}}{\pi d_h L [T_{sat} - T_{wall}]} \left[\frac{W}{m^2 K} \right] \quad (5.9)$$

Con q_w calore scambiato in ogni settore, $T_{sat} - T_{wall}$ la differenza di temperatura di parete e temperatura di saturazione e $\pi d_h L$ l'area interna di ogni settore, c_p calore specifico a pressione costante e $\Delta T_{thermopile}$ la differenza di temperatura tra ingresso e uscita acqua. L'ipotesi di lavoro necessario al calcolo dell'incertezza è che le grandezze sopra descritte non siano fra loro correlate. L'obiettivo è quello di riuscire a combinare le incertezze di tipo A e tipo B delle j -esime variabili per ottenere l'incertezza combinata $u_c(HTC)$:

$$u_c(HTC) = \sqrt{\sum_{j=1}^6 \left(\frac{\delta HTC}{\delta x_j} \right)^2 u_c^2(x_j)} \quad (5.10)$$

Con $\frac{\delta HTC}{\delta x_j}$ vengono definiti gli indici di sensibilità, mentre con $u_c(x_j)$ vengono definite le incertezze combinate della j -esima variabile. L'incertezza combinata dell'HTC sarà espressa dall'Equazione (5.11):

$$u_c^2(HTC) = \left[\left(\frac{\delta HTC}{\delta \dot{m}_w} \right)^2 u_c^2(\dot{m}_w) + \left(\frac{\delta HTC}{\delta \Delta T_{thermopile}} \right)^2 u_c^2(\Delta T_{thermopile}) \right. \\ \left. + \left(\frac{\delta HTC}{\delta d_h} \right)^2 u_c^2(d_h) + \left(\frac{\delta HTC}{\delta L} \right)^2 u_c^2(L) + \left(\frac{\delta HTC}{\delta T_{sat}} \right)^2 u_c^2(T_{sat}) \right. \\ \left. + \left(\frac{\delta HTC}{\delta T_{wall}} \right)^2 u_c^2(T_{wall}) \right] \quad (5.11)$$

I sei indici di sensibilità e le relative incertezze combinate vengono ora analizzate per avere una completa visuale delle variabili considerate.

5.3.1 Incertezza combinata sulla portata di massa d'acqua

L'incertezza di tipo A relativo alla portata d'acqua è espressa dalla relazione :

$$u_A(\dot{m}_w) = \frac{\sigma(\dot{m}_w)}{\sqrt{50}} \quad (5.12)$$

mentre l'incertezza di tipo B (definita dal manuale fornito dal costruttore) assume due valori differenti a seconda che si consideri il misuratore di portata relativo ai settori 1,2,3 oppure ai settori 4 e 5. Per i primi tre settori:

$$u_B(\dot{m}_w) = \left(0.0015 + \frac{0.005}{3600 \dot{m}_w}\right) \frac{\dot{m}_w}{\sqrt{3}} \quad (5.13)$$

mentre per gli ultimi due settori:

$$u_B(\dot{m}_w) = \left(0.001 + \frac{0.004}{3600 \dot{m}_w}\right) \frac{\dot{m}_w}{\sqrt{3}} \quad (5.14)$$

Si ottiene l'incertezza combinata secondo la relazione:

$$u_C(\dot{m}_w) = \sqrt{u_A^2(\dot{m}_w) + u_B^2(\dot{m}_w)} \quad (5.15)$$

5.3.2 Incertezza combinata sulle termopile

L'incertezza di tipo A sulle termopile è definita dalla relazione:

$$u_A(\Delta T_{thermopile}) = \frac{\sigma(\Delta T_{thermopile})}{\sqrt{50}} \quad (5.16)$$

L'incertezza di tipo B è definita e costante al variare della temperatura, pari a:

$$u_B(\Delta T_{thermopile}) = 0.03 \text{ K} \quad (5.17)$$

L'incertezza combinata relativa alle termopile risulta secondo la relazione:

$$u_C(\Delta T_{thermopile}) = \sqrt{u_A^2(\Delta T_{thermopile}) + u_B^2(\Delta T_{thermopile})} \quad (5.18)$$

E' da specificare che l'incertezza di tipo B relativo alla termocoppia è inferiore a quello specificato in Tab. 7. Il valore di incertezza in tabella è più alto dato che termocoppie hanno

un'incertezza di tipo B più elevata e pari a 0.05 K. Per questo motivo nell'incertezza di tipo B generalmente si considera l'incertezza più alta per quanto riguarda la temperatura.

5.3.3 Incertezza combinata sul flusso termico

Note le incertezze combinate relative alle termopile e alla portata di massa dell'acqua, è possibile esprimere un'incertezza relativa al flusso termico:

$$u_c(q_w) = \sqrt{\left(\frac{\delta q_w}{\delta \dot{m}_w}\right)^2 u_c^2(\dot{m}_w) + \left(\frac{\delta q_w}{\delta \Delta T_{thermopile}}\right)^2 u_c^2(\Delta T_{thermopile})} \quad (5.18)$$

5.3.5 Incertezza combinata sul diametro idraulico

Per quanto riguarda il diametro idraulico d_h , l'incertezza considerata fa riferimento a più misurazioni effettuate con microscopio elettronico. L'incertezza combinata dichiarata del diametro risulta:

$$u_c(d_h) = \sqrt{u_A^2(d_h) + u_B^2(d_h)} = 20 \mu m \quad (5.19)$$

5.3.6 Incertezza combinata sulla lunghezza dei settori

L'incertezza combinata relativa alla lunghezza in direzione assiale dei settori risulta essere pari a:

$$u_c(L) = \sqrt{u_A^2(L) + u_B^2(L)} = 0.001 m = 1 mm \quad (5.20)$$

5.3.7 Incertezza combinata sulla temperatura di saturazione

La temperatura di saturazione è funzione della pressione lungo la sezione di misura. Per prima cosa, sarà necessario calcolare l'incertezza relativa alla pressione alle due estremità e successivamente ricavare quella relativa alla temperatura di saturazione. L'incertezza di tipo B relativa alla pressione di ingresso della sezione di misura sarà funzione dell'incertezza dello strumento e dell'incertezza sulla misurazione della pressione atmosferica secondo la relazione:

$$u_B(P) = \frac{0.05}{3} [bar] \quad (5.21)$$

$$u_B(P_{atm}) = \frac{0.001}{\sqrt{3}} [bar] \quad (5.22)$$

$$u_B(P_{in}) = \sqrt{u_B^2(P) + u_B^2(P_{atm})} \quad (5.23)$$

L'incertezza di tipo A viene definita dalla formula secondo la relazione:

$$u_A(P_{in}) = \frac{\sigma(P_{in})}{\sqrt{50}} \quad (5.24)$$

L'incertezza combinata relativa alla pressione all'ingresso della sezione di misura secondo la relazione:

$$u_C(P_{in}) = \sqrt{u_A^2(P_{in}) + u_B^2(P_{in})} \quad (5.25)$$

Per quanto riguarda il calcolo della differenza di pressione tra ingresso e uscita, possiamo avere due differenti incertezze di tipo B a seconda che si consideri il trasduttore con $p_{sens}=1$ bar e $p_{sens}=0.01$ bar:

$$u_A(\Delta P) = \frac{\sigma(\Delta P)}{\sqrt{50}} \quad (5.26)$$

$$u_B(\Delta P) = \frac{0.01}{100} \Delta P \text{ [bar]} \text{ se } p_{sens} = 0.01 \text{ bar} \quad (5.27)$$

$$u_B(\Delta P) = \frac{0.01}{300} \text{ [bar]} \text{ se } p_{sens} = 1 \text{ bar} \quad (5.28)$$

da cui si ottiene l'incertezza combinata relativa alla differenza di pressione secondo la relazione descritta in (5.2.2):

$$u_C(\Delta P) = \sqrt{u_A^2(\Delta P) + u_B^2(\Delta P)} \quad (5.29)$$

Ricordando la relazione che lega la pressione di ingresso alla pressione di uscita della sezione di misura:

$$P_{out} = P_{in} - \Delta P \quad (5.30)$$

Possiamo assumere un'incertezza combinata della pressione all'uscita della sezione di misura pari a:

$$u_C(P_{out}) = \sqrt{\left(\frac{\delta P_{out}}{\delta P_{in}}\right)^2 u_C^2(P_{in}) + \left(\frac{\delta P_{out}}{\delta \Delta P}\right)^2 u_C^2(\Delta P)} \quad (5.31)$$

Conoscendo le pressioni in ingresso e in uscita della sezione di misura e relative incertezze possiamo calcolare l'incertezza della temperatura di saturazione:

$$u_C(T_{sat,in}) = T_{sat,in}(P_{in} + u_C(P_{in})) - T_{sat,in}(P_{in}) \quad (5.32)$$

$$u_C(T_{sat,out}) = T_{sat,out}(P_{out} + u_C(P_{out})) - T_{sat,out}(P_{out}) \quad (5.33)$$

Effettuando un'interpolazione di primo grado delle temperature di saturazione in ingresso e uscita con e senza incertezza, posso ottenere un andamento lungo tutta la sezione (in direzione z) dell'incertezza della temperatura di saturazione:

$$u_C(T_{sat}(z)) = T_{sat}(P(z) + u_C(z)) - T_{sat}(P(z)) \quad (5.34)$$

5.3.8 Incertezza combinata sulla temperatura di parete

L'incertezza di tipo A relativa alle termocoppie secondo la relazione :

$$u_A(T_{wall}) = \frac{\sigma(T_{wall})}{\sqrt{50}} \quad (5.35)$$

mentre l'incertezza di tipo B è pari alla precisione dello strumento:

$$u_B(T_{wall}) = 0.05 \text{ K} \quad (5.36)$$

da cui si ottiene l'incertezza combinata secondo la relazione:

$$u_C(T_{wall}) = \sqrt{u_A^2(T_{wall}) + u_B^2(T_{wall})} \quad (5.37)$$

5.4 Incertezza sul titolo di vapore nella sezione di misura da 3.38mm

Nota l'incertezza relativa all'HTC, è necessario ora calcolare l'incertezza del titolo di vapore. Dato che il titolo di vapore all'interno dell'impianto è calcolato tramite Refprop ed è funzione di pressione e entalpia, sarà necessario calcolare le incertezze di questi due parametri per determinare l'incertezza del titolo di vapore. L'incertezza per quanto riguarda il refrigerante può essere espressa nel seguente modo:

$$u_C(T_{ref,in}) = \sqrt{\left(\frac{\sigma(T_{ref,in})}{\sqrt{50}}\right)^2 + u_B^2(T_{wall})} \quad (5.38)$$

$$u_C(T_{ref,out}) = \sqrt{\left(\frac{\sigma(T_{ref,out})}{\sqrt{50}}\right)^2 + u_B^2(T_{wall})} \quad (5.39)$$

Dato che l'entalpia in ingresso è funzione sia della pressione in ingresso e della temperatura del refrigerante in ingresso otteniamo l'incertezza dell'entalpia nel seguente modo:

$$u_{C1}(h_{ref,in}) = h_{ref,in}(T_{ref,in}) - h_{ref,in}(T_{ref,in} + u_C(T_{ref,in})) \quad (5.40)$$

$$u_{C2}(h_{ref,in}) = h_{ref,in}(P_{in}) - h_{ref,in}(P_{in} + u_C(P_{in})) \quad (5.41)$$

da cui otteniamo:

$$u_C(h_{ref,in}) = \sqrt{u_{C1}^2(h_{ref,in}) + u_{C2}^2(h_{ref,in})} \quad (5.42)$$

Per quanto riguarda le entalpie di vapore e liquido in ingresso e uscita, si decide di calcolare l'incertezza attraverso Refprop in funzione della pressione e dell'entalpia lungo la sezione. Si calcolano le incertezze combinate di vapore e liquido all'ingresso e all'uscita nel seguente modo:

$$u_C(h_{vap,in}) = h_{vap,in}(P_{in}) - h_{vap,in}(P_{in} + u_C(P_{in})) \quad (5.43)$$

$$u_C(h_{vap,out}) = h_{vap,out}(P_{out}) - h_{vap,out}(P_{out} + u_C(P_{out})) \quad (5.44)$$

$$u_C(h_{liq,in}) = h_{liq,in}(P_{in}) - h_{liq,in}(P_{in} + u_C(P_{in})) \quad (5.45)$$

$$u_C(h_{liq,out}) = h_{liq,out}(P_{out}) - h_{liq,out}(P_{out} + u_C(P_{out})) \quad (5.46)$$

Interpolando i valori tra ingresso e uscita attraverso una interpolazione lineare di primo grado si ottiene una stima dell'incertezza in direzione z lungo tutta la sezione. L'incertezza sulla portata del refrigerante è espressa dalle seguenti relazioni:

$$u_A(\dot{m}_{ref}) = \frac{\sigma(\dot{m}_{ref})}{\sqrt{50}} \quad (5.47)$$

$$u_B(\dot{m}_{ref}) = \left(0.0025 + \frac{0.005}{3600 \dot{m}_{ref}} \right) \frac{\dot{m}_{ref}}{\sqrt{3}} \quad (5.48)$$

$$u_C(\dot{m}_{ref}) = \sqrt{u_A^2(\dot{m}_{ref}) + u_B^2(\dot{m}_{ref})} \quad (5.49)$$

Si consideri ora il primo settore. L'entalpia del refrigerante in uscita si può esprimere come:

$$h_{ref,out} = h_{ref,in} - \frac{q_w}{\dot{m}_{ref}} \quad (5.50)$$

Il titolo per ogni settore risulta pari a:

$$x = \frac{h_{ref,out} - h_{vap}}{h_{vap} - h_{liq}} \quad (5.51)$$

Sarà quindi necessario prima di tutto trovare l'incertezza dell'entalpia in uscita da ogni settore tramite l'espressione:

$$u_C(h_{ref,out}) = \sqrt{\left(\frac{\delta h_{ref,out}}{\delta h_{ref,in}}\right)^2 u_C^2(h_{ref,in}) + \left(\frac{\delta h_{ref,out}}{\delta q_w}\right)^2 u_C^2(q_w) + \left(\frac{\delta h_{ref,out}}{\delta \dot{m}_{ref}}\right)^2 u_C^2(\dot{m}_{ref})} \quad (5.52)$$

L'incertezza combinata sul calore scambiato q_w lato acqua è calcolato tramite le equazioni definite nel precedente paragrafo:

$$u_C^2(q_w) = \left(\frac{\delta q_w}{\delta \dot{m}_w}\right)^2 u_C^2(\dot{m}_w) + \left(\frac{\delta q_w}{\delta \Delta T_{thermopile}}\right)^2 u_C^2(\Delta T_{thermopile}) \quad (5.53)$$

La conoscenza dell'incertezza combinata relativa all'entalpia in uscita da ogni settore permette di calcolare l'incertezza relativa al titolo di vapore secondo la relazione:

$$u_C(x) = \sqrt{\left(\frac{\delta x}{\delta h_{ref,out}}\right)^2 u_C^2(h_{ref,out}) + \left(\frac{\delta x}{\delta h_{vap}}\right)^2 u_C^2(h_{vap}) + \left(\frac{\delta x}{\delta h_{liq}}\right)^2 u_C^2(h_{liq})} \quad (5.54)$$

5.5 Incertezza estesa

Tutti i valori sopra riportati equivalgono ad un livello di confidenza pari a circa il 68%. Al fine di aumentare l'affidabilità delle misurazioni, si sceglie un fattore di copertura $k=2$ tale da aumentare il livello di confidenza fino a circa il 95,4%.

5.6 Risultati ottenuti

5.6.1 Incertezza ottenuta in sezione da 3.38 mm con R134a

L'incertezza viene calcolata per tutti i settori e per tutti i test eseguiti per G50,G100,G150,G200.

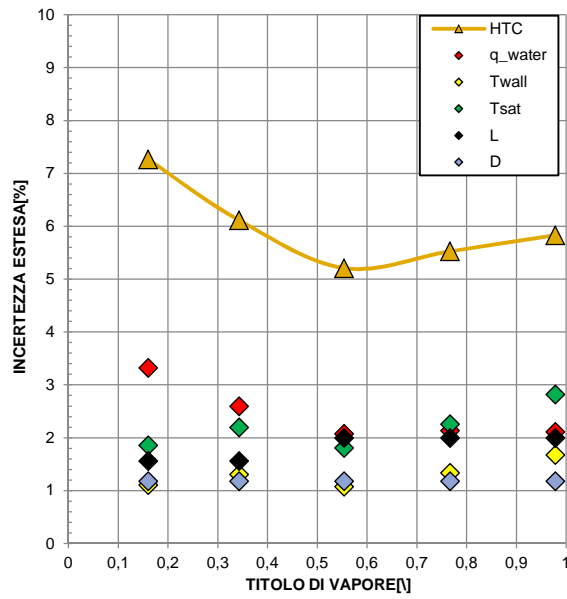


Fig. 69 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

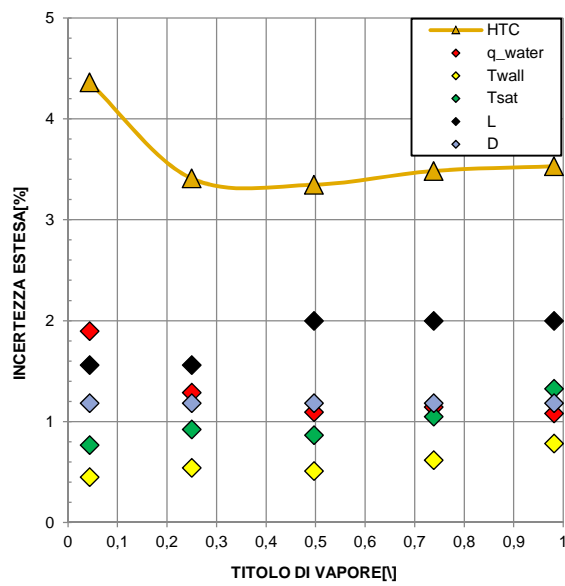


Fig. 70 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

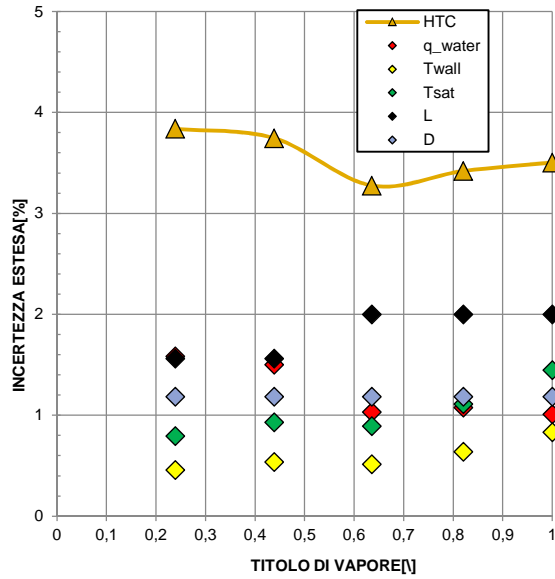


Fig. 71 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

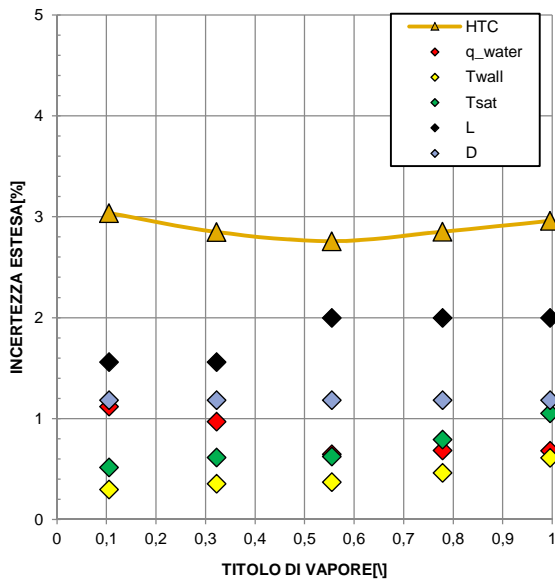


Fig. 72 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alla velocità di massa $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

Analizzando i grafici relativi all'incertezza si possono fare le seguenti considerazioni. La prima cosa che si nota è che l'incertezza dell'HTC è più elevata a bassi titoli e ad elevati titoli di vapore. La seconda cosa che si nota è che le incertezze relative al diametro e alla lunghezza del settore rimangono costanti per ogni portata. Deduciamo quindi che i parametri influenti al variare delle condizioni operative sono la temperatura di saturazione, la temperatura di parete e il calore scambiato tra acqua e refrigerante.

Possiamo infine fare le seguenti considerazioni:

- All'aumentare del titolo di vapore, l'incertezza relativa al calore scambiato diminuisce, a causa del migliore scambio di calore latente ad elevati titoli;
- L'incertezza della temperatura di saturazione rimane circa costante al variare del titolo di vapore, con leggero aumento per titoli elevati. Questo deriva dal fatto che il vapore, entrante nella sezione di ingresso, scambia molto calore latente (che provoca l'aumento dell'incertezza ad elevati titoli). Essendo il titolo di vapore considerato nel grafico un titolo di vapore medio, si considera quindi anche il grado di surriscaldamento e la conseguente variazione di temperatura in un breve tratto della sezione di ingresso;
- L'incertezza della temperatura di parete, come per la temperatura di saturazione, rimane all'incirca costante al variare del titolo di vapore con un aumento per elevati titoli di vapore, principalmente dovuto alla grande cessione di calore latente nel primo settore e alla grande variazione di temperatura.

Durante l'analisi dei dati sperimentali, sono stati analizzati e confrontati valori con titoli di vapore compresi tra $0.2 < x < 0.9$, mentre nei grafici si è deciso di utilizzare tutto l'intervallo tra 0 e 1 (solo a scopo dimostrativo) dei titoli di vapore. In Tab.8 sono riportati i valori dell'incertezza estesa dell'HTC ad ogni portata. Come si poteva notare dai grafici, l'incertezza aumenta al diminuire delle portate di massa del refrigerante. Questo è dovuto al fatto che a più basse portate di massa, il regime di deflusso del refrigerante risulta essere instabile, provocando elevate deviazioni standard durante le rilevazioni comportando inevitabilmente ad un aumento dell'incertezza. In ogni caso, possiamo affermare che nel range di portate considerato, l'incertezza estesa del coefficiente di scambio termico rimane al di sotto dell'8%.

G[kg m ⁻² s ⁻¹]	U media[%]	U max[%]	U min[%]
200	3	4,3	2,5
150	3,2	3,9	2,8
100	3,6	4,7	2,6
50	4,9	7,9	2,7

Tab. 8 Valori di incertezza estesa medi, massimi e minimi al variare della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm

L'analisi dell'incertezza è stata svolta successivamente ai test eseguiti in laboratorio.

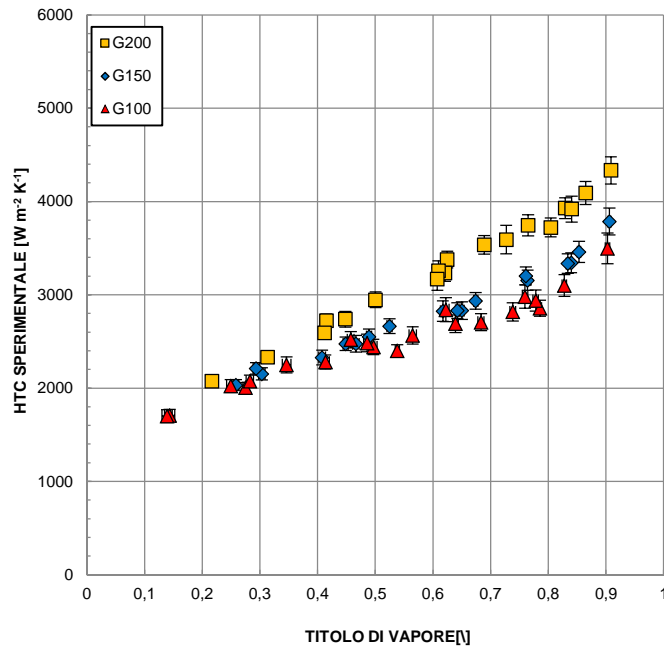


Fig. 73 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare della velocità di massa con relativi valori di incertezza estesa con $G=(100,150,200) \text{ kg}(m^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

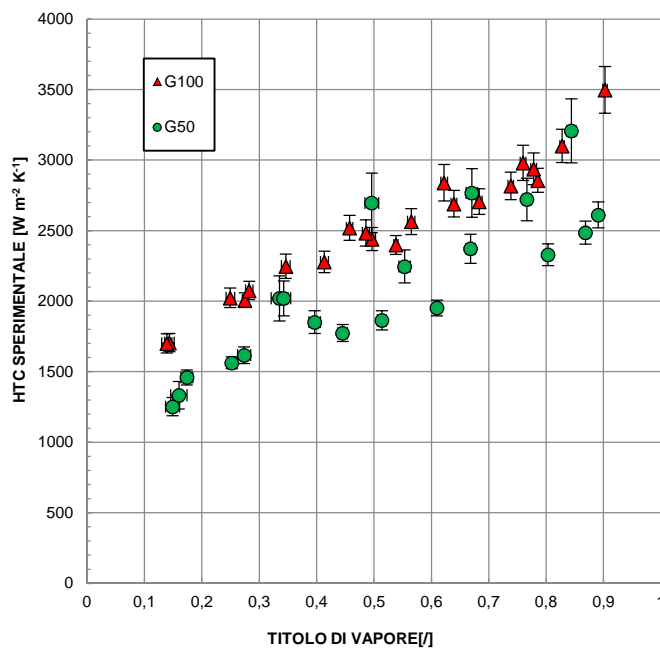


Fig. 74 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore con relativi valori di incertezza estesa con $G=50 \text{ kg}(m^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

5.6.2 Incertezza ottenuta in sezione da 0.96 mm con R1270

Per il calcolo dell'incertezza relativo alla sezione da 0.96 mm si fa riferimento a Matkovič et al. (2009). In Tab. 9 sono presenti i valori di incertezza medi, massimi e minimi al variare delle velocità di massa, mentre in Fig. 75 vengono riportate le curve dell'incertezza a differenti velocità di massa e al variare del titolo di vapore. Si notano elevate incertezza ai

più bassi titoli e ai più alti titoli di vapore, con l'incertezza che aumenta all'aumentare della velocità di massa.

G[kg m ⁻² s ⁻¹]	U mean[%]	U max [%]	U min[%]
1000	3,1	4,8	2,6
800	2,8	3,2	2,5
600	3,6	5,8	2,8
400	5,0	10,0	3,3
300	4,2	7,3	2,9
200	4,0	5,6	2,9
150	5,0	6,9	3,3
100	10,0	19,7	6,4

Tab. 9 Valori di incertezza estesa medi, massimi e minimi al variare della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm

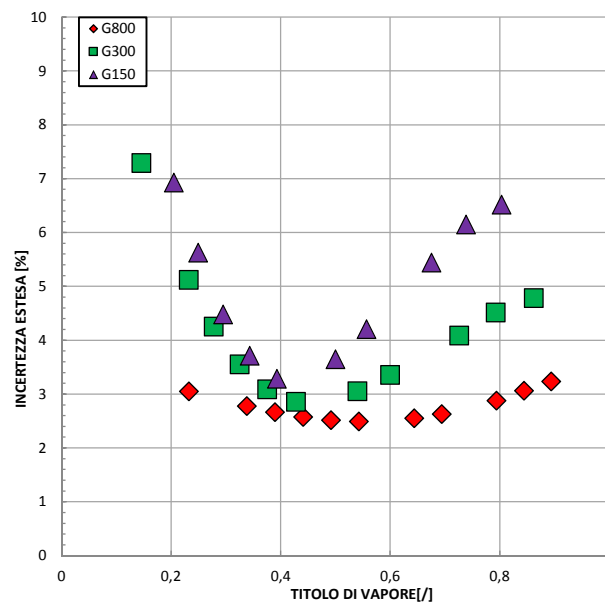


Fig. 75 Andamento dell'incertezza estesa in funzione del titolo di vapore alle velocità di massa G=(150,300,800) kg/(m² s) in sezione di misura da 0.96 mm

In Fig. 76 vengono invece riportati i valori dell'HTC con i relativi valori di incertezza estesa.

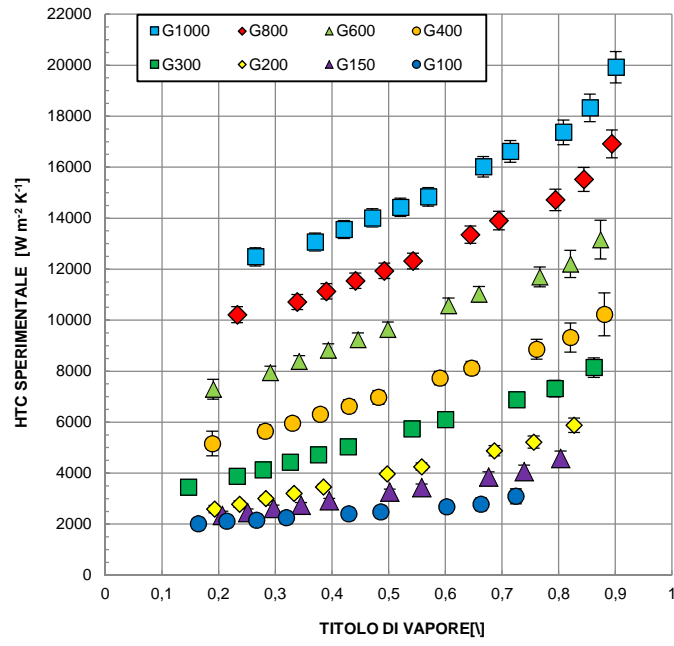


Fig. 76 Andamento dell'HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore al variare della velocità di massa con relativi valori di incertezza estesa in sezione di misura da 0.96 mm

NOMENCLATURA Capitolo 5

x_i	Valore i-esimo rilevato
σ_x	Deviazione standard
N	Numero di rilevazioni effettuate
u_A	Incertezza di tipo A
u_B	Incertezza di tipo B
\bar{x}	Media aritmetica degli N-valori rilevati
k	Fattore di copertura
u_c	Incertezza combinata
U	Incertezza estesa
HTC	Coefficiente di scambio termico in [W/m ² K]
m_w	Portata di massa d'acqua in [kg/s]
\dot{m}_w	Portata di massa d'acqua in [kg/h]
$c_{p,w}$	Calore specifico dell'acqua a pressione costante in [J/(kg K)]
$\Delta T_{thermopile}$	Differenza di temperatura dell'acqua tra ingresso e uscita in [°C]
d_h	Diametro idraulico[m]
L	Lunghezza di riferimento del settore in [m]
q_w	Scambio termico lato acqua in [W]
T_{sat}	Temperatura di saturazione del refrigerante in [°C]
ΔP	Perdita di carico lato refrigerante tra ingresso e uscita in [bar]
P_{in}	Pressione del refrigerante all'ingresso della sezione di misura in [bar]
P_{out}	Pressione del refrigerante all'uscita della sezione di misura in [bar]
$T_{ref,in}$	Temperatura del refrigerante all'ingresso della sezione di misura [°C]
$T_{ref,out}$	Temperatura del refrigerante all'uscita della sezione di misura [°C]
$T_{sat,in}$	Temperatura di saturazione del refrigerante in ingresso dalla sezione in [°C]
$T_{sat,out}$	Temperatura di saturazione del refrigerante in uscita dalla sezione in [°C]
$h_{ref,in}$	Entalpia del refrigerante in ingresso della sezione di misura in [J/kg]
$h_{ref,out}$	Entalpia del refrigerante in uscita della sezione di misura in [J/kg]
$h_{vap,in}$	Entalpia di vapore del refrigerante in ingresso della sezione in [J/kg]
$h_{vap,out}$	Entalpia di vapore del refrigerante in uscita della sezione in [J/kg]
$h_{liq,in}$	Entalpia di liquido del refrigerante in ingresso della sezione in [J/kg]
$h_{liq,out}$	Entalpia di liquido del refrigerante in uscita della sezione in [J/kg]

6.CONFRONTO CON MODELLI IN LETTERATURA

Ottenuti dei valori sperimentali durante i test in condensazione, è molto importante confrontarli con dei modelli teorici che si possono trovare in letteratura. L'importanza dei modelli sta nel poter ricavare dei coefficienti di scambio e di utilizzarli nella progettazione e nel dimensionamento di scambiatori di calore, sia per processi di condensazione che per processi di evaporazione. In questo capitolo si tratteranno sette modelli per il calcolo dei coefficienti di scambio termico, sia per la sezione da 3.38 mm che da 0.96 mm, mentre uno relativo alle perdite di carico applicato alla sola sezione da 0.96 mm.

6.1 Modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico

I modelli studiati si basano su database molto ampi, che permettono di ricavare correlazioni affidabili con diversi tipi di fluidi e condizioni operative. I modelli confrontati in questo lavoro sono:

- Modello di Cavallini et al. (2002);
- Modello di El Hajal-Thome et al. (2003);
- Modello di Cavallini et al. (2006);
- Modello Garimella et al. (2014);
- Modello di Suliman et al. (2009);
- Modello di Moser et al. (1998);
- Modello di Shah et al. (2009)

I primi tre modelli sono un riferimento da più di dieci anni per quanto riguarda la condensazione in minicanali, mentre il modello di Garimella et al. (2014) risulta essere un modello relativamente nuovo e verrà applicato con i dati a nostra disposizione. Inoltre, viene proposta una modifica al modello di El Hajal-Thome et al. (2003) e Cavallini et al. (2006) secondo Suliman et al. (2009). I modelli di Moser et al. (1998) e Shah et al. (2009), sono implementati per la sezione da 0.96 mm, mentre quello di Cavallini et al. (2006), verrà applicato sia alla sezione da 3.38 mm che da 0.96 mm. Per ogni modello verrà indicato anche l'errore assoluto percentuale e_A e la deviazione standard percentuale σ rispetto alla media. L'errore assoluto viene definito dall'Equazione 6.1:

$$e_A = \left| \frac{HTC_{exp} - HTC_{calc}}{HTC_{exp}} \right| * 100 \quad (6.1)$$

6.1.1 Modello di Cavallini et al. (2002)

6.1.1.1 Descrizione del modello

Il modello proposto nel 2002 da Cavallini et al. (2002) è stato validato con vari refrigeranti puri, miscele azeotropiche su un tubo di 8 mm utilizzando anche database di altri autori. I risultati ottenuti portarono alla conclusione che nell'esteso intervallo di velocità di massa, temperature di saturazione, titoli di vapore, e differenze di temperatura tra saturazione di parete, solamente nel regime di flusso anulare vi è dipendenza dalle velocità di massa, dal titolo di vapore e dalle temperature di saturazione; solamente nel regime stratificato vi è una dipendenza dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete.

Autori	Valori	Fluidi	D [mm]	Ts [°C]	Ts-Tw [°C]	G [kg/m ² s]
Cavallini et al(2002)	1778	R22, R134, R410A, R125, R32, R236ea, R407C, R12, R11 R32/R125(60/40%)	3.1÷21.4	23.1÷65.2	1.0÷24.9	24÷1022

Tab. 10 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Cavallini et al. (2002)

In questo modello, vengono analizzate cinque regioni principali, ognuna con il proprio modello matematico in funzione del tipo di regime. Fondamentale in questo modello è l'utilizzo della velocità adimensionale del vapore J_G (Equazione 6.2) e del parametro X_{tt} adimensionale di Martinelli (Equazione 6.3):

$$J_G = \frac{x G}{g D \rho_V [\rho_L - \rho_V]^{0.5}} \quad (6.2)$$

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_V}\right)^{0.1} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \quad (6.3)$$

Tramite l'utilizzo di questi parametri saranno definite le zone di transizione e le zone con i differenti regimi di deflusso.

Zona di deflusso anulare ($J_G > 2.5$)

Il modello per la zona anulare si basa sul modello teorico di Kosky e Staub (1971) con il coefficiente di scambio termico correlato alle perdite di carico per attrito attraverso la tensione superficiale dell'interfaccia τ . Secondo Hewitt (1987) è consigliabile calcolare le perdite di carico per attrito attraverso le equazioni di Friedel (1979). Il modello di Cavallini et al. (2001) applica le equazioni di Kosky e Staub per velocità adimensionali del gas

$J_G > 2.5$ (dato che il deflusso anulare si verifica solo per tali valori) modificando con un fitting migliore i parametri utilizzati nelle equazioni di Friedel. La modifica dei parametri è stata ottenuta tramite il database di Cavallini (2001) e Zhang (1998).

Zona di transizione anulare-stratificato e zona di deflusso stratificato ($J_G < 2.5$ $X_{tt} < 1.6$)

Quando $J_G < 2.5$ e $X_{tt} < 1.6$, il deflusso passa a anulare in una zona di transizione anulare-stratificato e nella regione di deflusso stratificato. Il modello prevede di calcolare il coefficiente relativo alla zona di transizione mediante interpolazione lineare tra il coefficiente calcolato in anulare con $J_G = 2.5$ e il coefficiente calcolato in deflusso stratificato. A valori di J_G molto bassi, vi è una sostanziale differenza tra il film di liquido posizionato sulla parte superiore del tubo, che risulta avere uno spessore molto inferiore rispetto a quello della parte inferiore del tubo a causa della gravità. Quindi, il coefficiente in deflusso stratificato sarà espresso come somma di due componenti, la prima relativa alla parte superiore del tubo e calcolato con una equazione di tipo Nusselt, mentre la seconda relativa alla parte inferiore del tubo. Per titoli di vapore compresi tra 0 e 1, si tiene in considerazione anche la non costanza della temperatura lungo il perimetro del tubo, cosa che non veniva tenuta in considerazione da Jaster e Kosky(1976). Per quanto riguarda la parte inferiore del tubo, la componente del coefficiente è fornita come coefficiente convettivo basato sull'equazione di Dittus-Boelter.

Zona di transizione stratificato -“slug” e deflusso “slug” ($X_{tt} > 1.6$ $J_G < 2.5$)

Si verifica per $X_{tt} > 1.6$ e $J_G < 2.5$, e per le basse prestazioni termiche risulta essere meno importante rispetto alla zona di transizione anulare-stratificato. Il modello assume che vi sia un deflusso a bolle allungate (slug flow) solamente per portate superiori ad una determinata portata G_W di transizione indicata da Rabas e Arman (2000). Per velocità inferiori a G_W si riscontra un deflusso stratificato liscio. Il coefficiente di scambio termico è ottenuto tramite una interpolazione lineare tra il coefficiente ottenuto con $X_{tt} = 1.6$ e quello considerando l'intera portata completamente in fase liquida.

Zona di deflusso a bolle/intermittente ($J_G \gg 2.5$)

Presente a velocità di massa molto elevate, data la non-presenza di valori relativi a questo tipo di deflusso per il calcolo del coefficiente di scambio termico, il modello consiglia di

utilizzare le equazioni utilizzate per $J_G > 2.5$ per il deflusso anulare, a qualunque valore di X_{tt} .

Applicabilità del modello

Il modello può essere utilizzato per i refrigeranti alogenati all'interno di tubi di diametro interno variabile da 3 a 21 mm, con pressione ridotta $p_R < 0.75$ e rapporto tra le densità $\frac{\rho_L}{\rho_G} > 4$. In Fig.77 la mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2002).

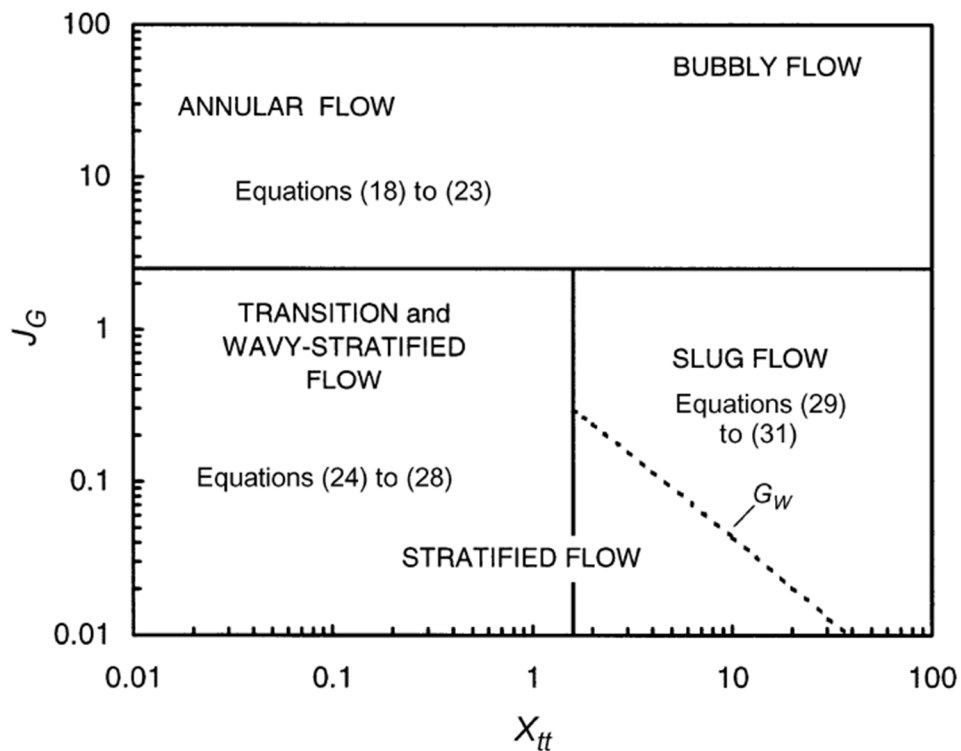


Fig. 77 Mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2002)

6.1.1.2 Confronto con Cavallini et al. (2002)

Il confronto con il metodo di Cavallini et al. (2002) è riportata in Fig. 78 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si pongono i coefficienti trovati con il modello.

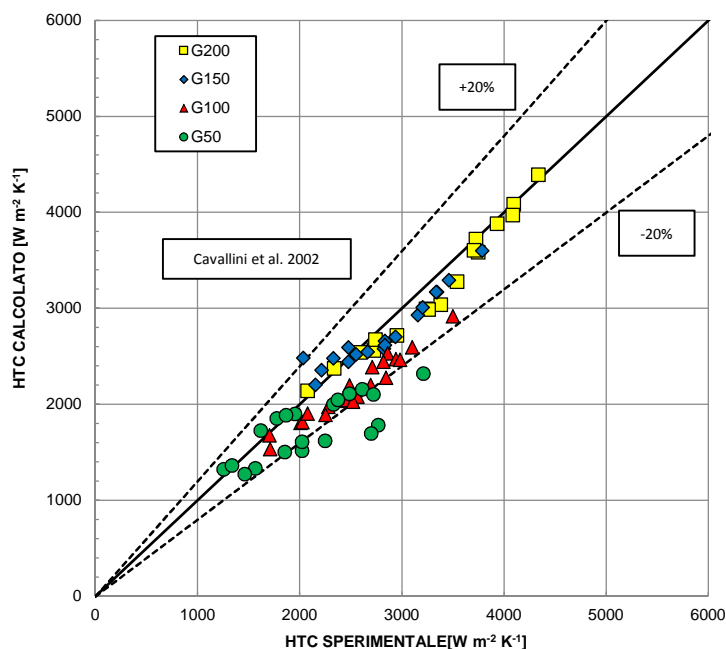


Fig. 78 Confronto dei dati sperimentali secondo Cavallini et al. (2002) in sezione di misura da 3.38 mm

Notiamo che il modello descrive con errori molto bassi i coefficienti per le portate $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, con differenze inferiori al 20% per tutti i valori tranne che per un valore a $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, mentre per un valore di velocità $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ abbiamo errori per alcuni valori anche superiori al 30%. Il 35% dei valori relativi alla velocità $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ sono al di fuori della soglia del 20%. Questo è dovuto principalmente al fatto che il modello è stato valutato su un database con un intervallo di portata tra 24 e $1002 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, quindi siamo al limite del range di utilizzo su cui è stato ideato. All'incremento della velocità di massa notiamo una riduzione della differenza tra valori sperimentali e calcolati. In Tab. 11 sono riportati gli errori medi assoluti e le deviazioni standard del modello.

Modello: Cavallini et al. (2002)		
$G[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	\bar{e}_A	σ
50	16.3 %	10.7 %
100	13.9 %	4.5 %
150	6.3 %	4.5 %
200	4.3 %	2.2 %

Tab. 11 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2002) in sezione di misura da 3.38 mm

Vengono inoltre confrontati gli errori con alcuni parametri fondamentali come il titolo di vapore, la velocità di massa, e la differenza di temperatura tra saturazione e parete.

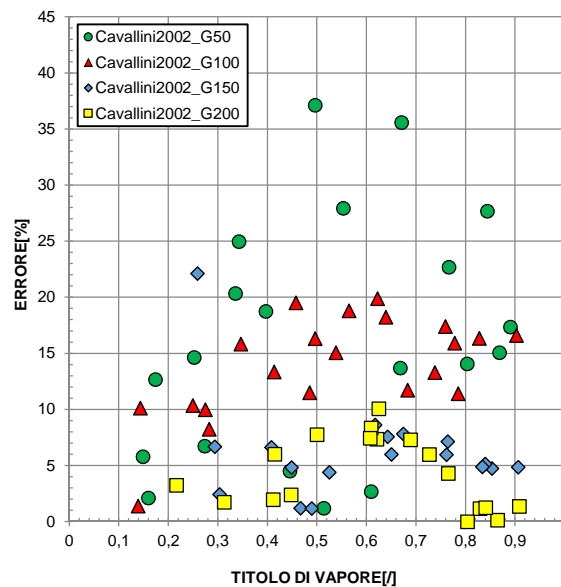


Fig. 79 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2002) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm

Dalla Fig. 79 si notano valori molto bassi dell'errore percentuale ad alti titoli e bassi titoli, con un massimo dell'errore intorno a 0.6 per le velocità di massa $200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Andamento tendenzialmente costante per la velocità di massa a $100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ con piccola diminuzione dell'errore a bassi titoli di vapore, mentre risulta un andamento discontinuo dell'errore a $50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Dalla Fig. 80 si evince come all'aumentare della velocità di massa gli errori diminuiscano, ma in particolare come le deviazioni standard si riducano notevolmente a velocità di massa più elevate. Inoltre, il database presenta pochi punti sono considerati vicini al diametro da 3.38 mm. In Fig. 81 si nota per velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, che gli errori sono più elevati alle basse differenze di temperatura tra

saturation e parete. Si può affermare quindi che gli errori del modello abbiano una diminuzione dell'errore all'aumentare della differenza tra saturazione e parete e delle velocità di massa.

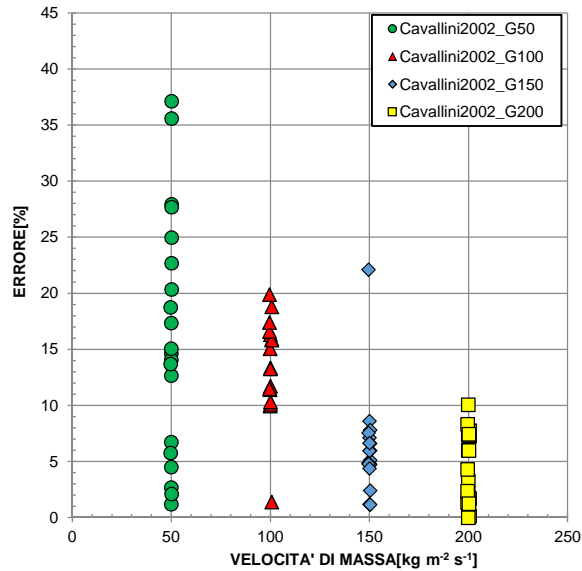


Fig. 80 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2002) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm

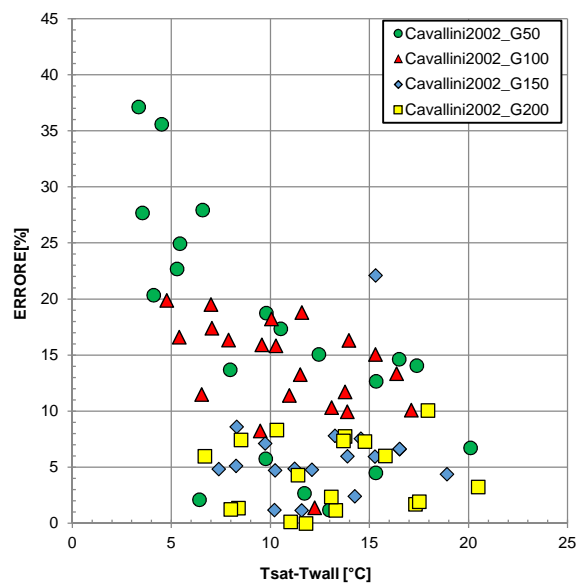


Fig. 81 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2002) in funzione della differenza di temperatura di saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

6.1.2 Modello di El Hajal-Thome et al. (2003)

6.1.2.1 Descrizione del modello

Il modello è strutturato in due parti fondamentali:

- La prima parte del modello descrive una mappa per i vari tipi di deflusso in funzione della velocità di massa e del titolo di vapore;
- La seconda parte permette il calcolo del coefficiente di scambio termico in funzione dei tipi di deflusso ottenuti con la mappa della prima parte.

Kattan et al. (1998) proposero un modello per l'evaporazione all'interno di tubi orizzontali con significativi miglioramenti rispetto ai modelli precedenti. Da quest'ultimo modello, deriva il modello di Thome et al. (2003) che viene applicato alla condensazione all'interno di tubi orizzontali. Importante nello studio del modello è il metodo per il calcolo di un nuovo grado di vuoto che copra l'intero intervallo di pressioni ridotte, dalla pressione atmosferica alla pressione critica; esistono svariati metodi per il calcolo del grado di vuoto che però dimostrano essere non efficienti sull'intero intervallo di pressioni ridotte.

Calcolo di LM_ε (Grado di vuoto medio logaritmico)

Questo modello propone di calcolare il grado di vuoto come media logaritmica tra quello calcolato considerando il modello omogeneo ε_h descritto dalla Equazione 6.4 (ipotesi di lavoro è che il vapore e il liquido siano alla stessa velocità all'interno del tubo) e quello calcolato da Steiner ε_{ra} (Equazione 6.5) derivante dall'espressione di Rouhani-Axelsson come segue:

$$\varepsilon_h = \left[1 + \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right) \right]^{-1} \quad (6.4)$$

$$\varepsilon_{ra} = \frac{x}{\rho_G} \left(\left[1 + 0.12(1-x) \right] \left[\frac{x}{\rho_V} + \frac{1-x}{\rho_L} \right] + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_V)]^{0.25}}{G\rho_L^{0.5}} \right)^{-1} \quad (6.5)$$

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{ra}}{\ln\left(\frac{\varepsilon_h}{\varepsilon_{ra}}\right)} \quad (6.6)$$

Il grado di vuoto medio logaritmico calcolato LM_ε è valido per un intervallo di pressioni critiche da (0.02 a 0.8) che provato con alcuni refrigeranti, provoca le maggiori differenze (e conseguenti miglioramenti) per titoli di vapori bassi.

Nuova versione della mappa di deflusso (parte 1)

Collier e Thome (1994) diedero una descrizione generale dei tipi di regime di deflusso durante la condensazione e l'evaporazione con vista trasversale sul tubo per una completa analisi della struttura di deflusso. Le strutture osservate e classificate in questo modello sono: stratificato(S), stratificato ad onde (SW), intermittente(I), anulare(A), misto(MF) e a bolle(B). Per quanto riguarda il deflusso stratificato si fa riferimento ad un semplice stratificato ad onde. Per ottenere una mappa dei regimi di deflusso si è partiti alla mappa per l'evaporazione di Kattan et al. (1998) riferita ad un deflusso adiabatico in canali orizzontali di piccolo diametro. Thome ed El Hajal (2002) hanno semplificato l'implementazione della mappa considerando il calcolo del grado di vuoto tramite l'equazione di Rouhani-Axelsson eliminando lo schema iterativo presente. Questa ultima versione è la base di partenza di questo modello. Considerando la mappa dei regimi di deflusso in Fig. 82, il confine di transizione tra deflusso anulare (A) e stratificato ad onde(SW) ad alti titoli di vapore rappresenta l'inizio del dryout in funzione del flusso termico. Il fenomeno della transizione non esiste in condensazione, e quindi si suppone che la curva G_{wavy} continui orizzontalmente fino al titolo di vapore massimo.

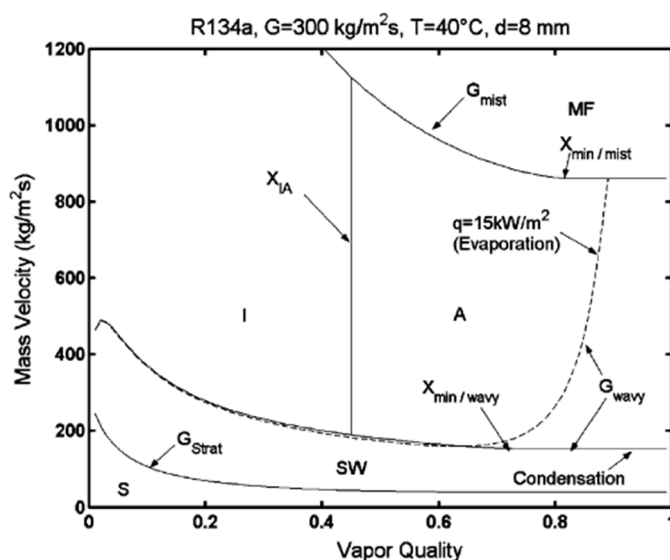


Fig. 82 Mappa dei regimi di deflusso secondo Kattan-Thome-Favrat con le curve di transizione per evaporazione e condensazione

Gli altri confini rimangono gli stessi nel passaggio evaporazione-condensazione, assumendo che il film dipendente dalla gravità sul perimetro superiore del canale non influisca. Il deflusso a bolle avviene per velocità molto più elevate rispetto a quelle indicate in Fig. 82, mentre possiamo identificare anche la zona a deflusso misto. Vengono anche

identificati i parametri geometrici del deflusso stratificato, con P_L e P_V rispettivamente il perimetro del tubo bagnato dal liquido stratificato nella parte inferiore del canale e il perimetro relativo al perimetro non in contatto con il film. Con h_L viene definita l'altezza del liquido stratificato, P_i la lunghezza dell'interfaccia e A_V e A_L sono definite l'area sezionata del vapore e del liquido, indicati in Fig. 83. Quattro di questi parametri vengono normalizzati utilizzando il diametro del tubo interno ottenendo $h_{LD} = h_L/d_h$, $P_{id} = P_i/d_h$, $A_{Ld} = A_L/d_h^2$, $A_{Vd} = A_V/d_h^2$.

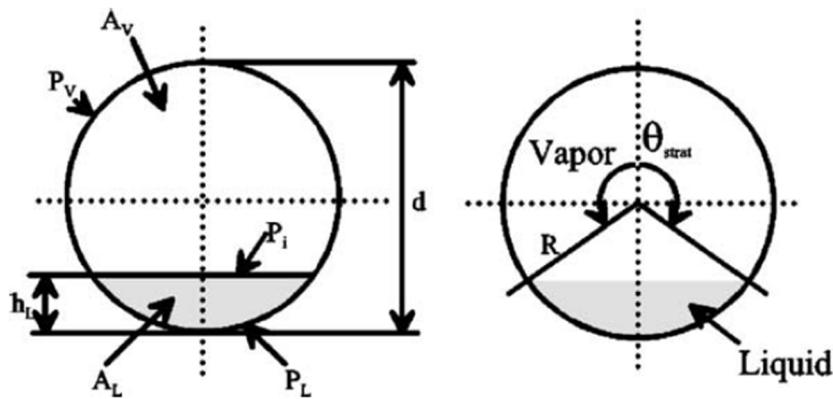


Fig. 83 Parametri geometrici per il deflusso bifase in un canale circolare secondo El Hajal et al. (2003)

Per il calcolo di A_L e A_V è stato applicato il grado di vuoto secondo LM_ϵ tramite le relazioni:

$$A_L = A(1 - \epsilon) \quad (6.7)$$

$$A_V = A \epsilon \quad (6.8)$$

L'area A_L ignora qualsiasi presenza di film liquido sulla parte superiore del canale.

L'angolo θ_{STRAT} va calcolato iterativamente dalla relazione:

$$A_{Ld} = \frac{1}{8} [(2\pi - \theta_{STRAT}) - \sin(2\pi - \theta_{STRAT})] \quad (6.9)$$

Vi sarà anche un altro metodo per calcolare θ_{STRAT} in maniera non iterativa, che verrà descritta con il modello per il calcolo dei coefficienti di scambio termico. L'altezza adimensionale del film di liquido è espressa dalla relazione

$$h_{Ld} = 0.5 \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi - \theta_{STRAT}}{2} \right) \right) \quad (6.10)$$

mentre la lunghezza dell'interfaccia adimensionale può essere espressa in funzione dell'angolo θ_{STRAT} secondo la relazione:

$$P_{id} = \sin\left(\frac{2\pi - \theta_{STRAT}}{2}\right) \quad (6.11)$$

Si procede ora al calcolo delle curve di transizione. Per determinare la curva di transizione da deflusso stratificato ad onde a deflusso intermittente/anulare si utilizza l'espressione di Zurcher et al. (1998):

$$G_{wavy} = \left\{ \frac{16A_{Vd}^3 g d_h \rho_L \rho_V}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{Ld} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25h_{Ld}^2} (1 - x)^{-F_1(q)} \left(\frac{We}{Fr}\right)_L^{-F_2(q)} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50 - 75e^{-\frac{(x^2-0.97)^2}{x(1-x)}} \quad (6.12)$$

Gli esponenti empirici non dimensionali $F_1(q)$ e $F_2(q)$ tengono in considerazione il flusso termico in dryout durante l'evaporazione:

$$F_1(q) = 646 \left(\frac{q}{q_{crit}}\right)^2 + 64.8 \left(\frac{q}{q_{crit}}\right) \quad (6.13)$$

$$F_2(q) = 18.8 \left(\frac{q}{q_{crit}}\right) + 1.023 \quad (6.14)$$

Il flusso termico relativo al dryout non è richiesto in condensazione, quindi $q=0$. L'equazione diventa:

$$G_{wavy} = \left\{ \frac{16A_{Vd}^3 g d_h \rho_L \rho_V}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{Ld} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25h_{Ld}^2} \left(\frac{We}{Fr}\right)_L^{-1.023} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50 - 75e^{-\frac{(x^2-0.97)^2}{x(1-x)}} \quad (6.15)$$

Trovata la x_{min} per cui corrisponde una $G_{wavy,min}$ prima che la curva diverga durante il dryout, per $x > x_{min}$ si mantiene $G_{wavy,min}$ come curva di transizione. Allo stesso modo viene definita la transizione da deflusso stratificato ad onde a deflusso completamente stratificato utilizzando l'espressione di Zurcher et al. (1998) che definisce la curva di transizione G_{strat} :

$$G_{strat} = \left(\frac{(226.3)^2 A_{Ld} A_{Vd}^2 \rho_V (\rho_L - \rho_V) \mu_L g}{x^2 (1 - x) \pi^3} \right) + 20x \quad (6.16)$$

La transizione tra deflusso intermittente e deflusso anulare risulta essere una linea verticale data da x_{IA} determinata imponendo un parametro di Martinelli pari a 0.34:

$$x_{IA} = \left\{ \left[0.2914 \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{-1/1.75} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{-1/7} \right] + 1 \right\}^{-1} \quad (6.17)$$

Questa curva interseca sia la G_{wavy} sia la curva di transizione da deflusso anulare a deflusso misto G_{mist} identificata dall'equazione:

$$G_{mist} = \left\{ \frac{7680 A_{vd}^2 d_h g \rho_L \rho_V}{x^2 \pi^2 \xi} \left(\frac{Fr}{We} \right)_L \right\}^{0.5} \quad (6.18)$$

$$\xi = \left[1.138 + 2 \log \left(\frac{\pi}{1.5 A_{Ld}} \right) \right]^{-2} \quad (6.19)$$

L'espressione per il deflusso misto è prima valutato per tutti i valori dei titoli di vapore per trovare una $G_{mist,min}$ ad un determinato x_{min} . Questo valore di $G_{mist,min}$ viene impostato successivamente per i valori $x > x_{min}$. Per quanto riguarda la curva che identifica la curva di transizione a bolle è descritta dall'equazione:

$$G_{bubbly} = \left(\frac{256 A_{vd} A_{Ld}^2 \rho_L (\rho_L - \rho_V) d_h^{1.25} g}{0.3164 (1-x)^{1.75} \pi^2 P_{id} \mu_L^{0.25}} \right) + 20x \quad (6.20)$$

Per costruire la mappa dei regimi di deflusso e per la loro visualizzazione, è sufficiente assumere una G fissata dato che, sebbene la velocità di massa influisca nel calcolo del grado di vuoto, non ha significativi effetti sulle curve di interesse primario come G_{wavy} , G_{strat} e x_{IA} . In generale si può dire che:

- Il deflusso anulare si ha per $G > G_{wavy}$, $G < G_{mist}$ e $x > x_{IA}$;
- Il deflusso intermittente si ha per $G > G_{wavy}$, $G < G_{mist}$ o $G < G_{bubbly}$ e $x > x_{IA}$;
- Il deflusso stratificato ad onde si ha per $G_{strat} < G < G_{wavy}$;
- Il deflusso completamente stratificato si ha per $G < G_{strat}$;
- Il deflusso misto si ha per $G > G_{mist}$.

Sviluppo del modello per il calcolo del coefficiente di scambio

Come detto in precedenza, in riferimento alla mappa spiegata e modificata rispetto a quella di Kattan et al. (1998), si procede allo sviluppo di un modello per il calcolo del coefficiente di scambio termico facendo riferimento a due meccanismi principali: meccanismo di condensazione convettiva e meccanismo di condensazione a film. La prima fa riferimento al vapore condensato durante il deflusso assiale lungo il canale dovuto al gradiente di

pressione imposto, mentre la condensazione a film fa riferimento al vapore condensato sulla parte superiore del canale e che scende sulla parte inferiore a causa della gravità.

Autori	Valori	Fluidi	D [mm]	Ts [°C]	Ts-Tw [°C]	G [kg/m²s]
Thome et al. (2003)	2771	R22, R134a, R410A, R125, R32, R236ea, R407C, R11, R12, R113, Propylen, n-Butane, isoButane, propane, R125/R32	3÷21.4	24÷65	1÷32.7	24÷1022

Tab. 12 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di El Hajal-Thome et al. (2003)

Il coefficiente di scambio termico α_c relativo alla condensazione convettiva è applicato al perimetro bagnato dal deflusso assiale, e fa quindi riferimento al perimetro totale nel deflusso anulare, intermittente e misto, ma solo ad una parte del perimetro nel deflusso stratificato e stratificato ad onde. Il moto del film di liquido in direzione assiale è assunto turbolento. Il coefficiente di scambio termico α_f relativo alla condensazione a film è applicato al perimetro che sarebbe asciutto in caso di deflusso bifase adiabatico, e quindi al perimetro superiore del canale nel caso di deflusso stratificato e stratificato ondos. Questo coefficiente fa riferimento alla teoria di Nusselt nel caso di condensazione a film. L'espressione generale che esplicita il coefficiente di scambio termico locale è espresso dalla relazione:

$$\alpha_{tp} = \frac{\alpha_f r \theta + (2\pi - \theta) r \alpha_c}{2\pi r} \quad (6.21)$$

In questa espressione, r è il raggio interno del tubo, e l'angolo θ fa riferimento al film sul perimetro superiore del canale. Quindi, per deflusso anulare con $\theta = 0$, α_{tp} è uguale a α_c .

L'angolo θ_{STRAT} è calcolato dalla seguente equazione geometrica:

$$A_L = \frac{d_h^2}{8} [(2\pi - \theta_{STRAT}) - \sin(2\pi - \theta_{STRAT})] \quad (6.22)$$

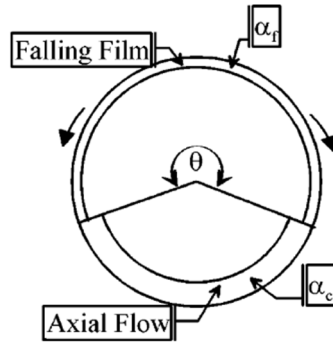


Fig. 84 Descrizione della zona soggetta a condensazione a film e condensazione convettiva secondo Thome et al. (2003)

dove A_L è l'area trasversale occupata dal liquido, mentre viene definita A_V l'area restante occupata dal vapore definite nella prima parte relativa alla mappa dei regimi di deflusso. Per il deflusso anulare, intermittente e misto, l'angolo $\theta = 0$. Per un deflusso completamente stratificato $\theta = \theta_{STRAT}$. Per il deflusso stratificato ad onde vale la relazione:

$$\theta = \theta_{STRAT} \left[\frac{(G_{wavy} - G)}{(G_{wavy} - G_{strat})} \right]^{0.5} \quad (6.23)$$

Il coefficiente di scambio termico convettivo α_c è calcolato tramite la seguente equazione:

$$\alpha_c = c Re_L^n Pr_L^m \frac{\lambda_L}{\delta} f_i \quad (6.24)$$

con Re_L il numero di Reynolds del film di liquido e Pr_L il numero di Prandtl del liquido. L'esponente m è pari a 0.5, valore leggermente più alto rispetto all'equazione di Dittus-Boelter ma pari allo stesso valore trovato da Labuntsov (1957). I migliori risultati statistici per c e n sono stati $c=0.003$ e $n=0.74$. Lo spessore del film liquido δ è ottenuto risolvendo la seguente espressione geometrica:

$$A_L = \frac{2\pi - \theta}{8} [d_h^2 - (d_h - 2\delta)^2] \quad (6.25)$$

Se dal calcolo risultasse un film di liquido maggiore di $d/2$, fatto che risulta essere non realistico, si assume $\delta = d/2$. Un altro fattore fondamentale che influenza la condensazione convettiva è risultata essere la rugosità superficiale all'interfaccia liquido vapore. Il vapore, che scorre ad alta velocità sull'interfaccia, provoca un aumento della grandezza delle onde e il loro numero, che tende ad aumentare il coefficiente di scambio termico. Inoltre, la non sinuosità delle onde provoca una riduzione dello spessore di liquido, dando un altro contributo all'aumento del coefficiente di scambio termico. Inoltre, vengono a crearsi

vortici all'interno del film di liquido, aumentando ulteriormente il coefficiente di scambio. Viene quindi calcolato un fattore di correzione dovuto alla rugosità dell'interfaccia in funzione della velocità di vapore u_V , la velocità del film di liquido u_L , della densità del liquido e del vapore, del film di liquido e della tensione superficiale σ :

$$f_i = 1 + \left(\frac{u_V}{u_L}\right)^{1/2} \left(\frac{(\rho_L - \rho_V) g \delta^2}{\sigma}\right)^{1/4} \quad (6.26)$$

Per un deflusso completamente stratificato, l'effetto della rugosità all'interfaccia è decisamente più smorzato, e quindi l'espressione assume la forma:

$$f_i = 1 + \left(\frac{u_V}{u_L}\right)^{1/2} \left(\frac{(\rho_L - \rho_V) g \delta^2}{\sigma}\right)^{1/4} \left(\frac{G}{G_{strat}}\right) \quad (6.27)$$

Per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico relativo alla condensazione a film α_f , è ottenuto dalla teoria di Nusselt per un film di liquido in deflusso laminare in un perimetro interno. Si possono applicare le due correlazioni sotto descritte, che differiscono di due valori all'inizio dell'equazione.

$$\alpha_f = 0.728 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g h_{LV} \lambda_L^3}{\mu_L d_h (T_{sat} - T_{wall})} \right]^{1/4} \quad (6.28)$$

$$\alpha_f = 0.655 \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_V) g h_{LV} \lambda_L^3}{\mu_L d_h d_q} \right]^{1/4} \quad (6.29)$$

Il valore 0.728 è un valore medio che esprime in maniera efficiente l'eventuale calcolo integrativo per facilitarne l'implementazione. Il valore 0.655 per tenere conto della variazione di flusso termico lungo il condensatore. La differenza tra i due coefficienti calcolati resta comunque trascurabile. Per completare il modello, viene proposto il calcolo secondo Biberg (1999) per eliminare qualsiasi calcolo iterativo per θ_{STRAT} :

$$\theta_{STRAT} = 2\pi - 2 \left\{ \pi(1 - \varepsilon) + \left(\frac{3\pi}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \left[1 - 2(1 - \varepsilon) + (1 - \varepsilon)^{\frac{1}{3}} - \varepsilon^{\frac{1}{3}} \right] - \frac{1}{200} (1 - \varepsilon)\varepsilon [1 - 2(1 - \varepsilon)][1 + 4((1 - \varepsilon)^2 + \varepsilon^2)] \right\} \quad (6.30)$$

6.1.2.2 Confronto con *El Hajal-Thome et al. (2003)*

Il confronto con il modello di *El Hajal-Thome et al. (2003)* è descritto in Fig. 85 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello. Viene inoltre indicata in Fig. 86 la mappa dei regimi di deflusso secondo le indicazioni del modello di *Thome et al. (2003)* descritto nel paragrafo 6.2.

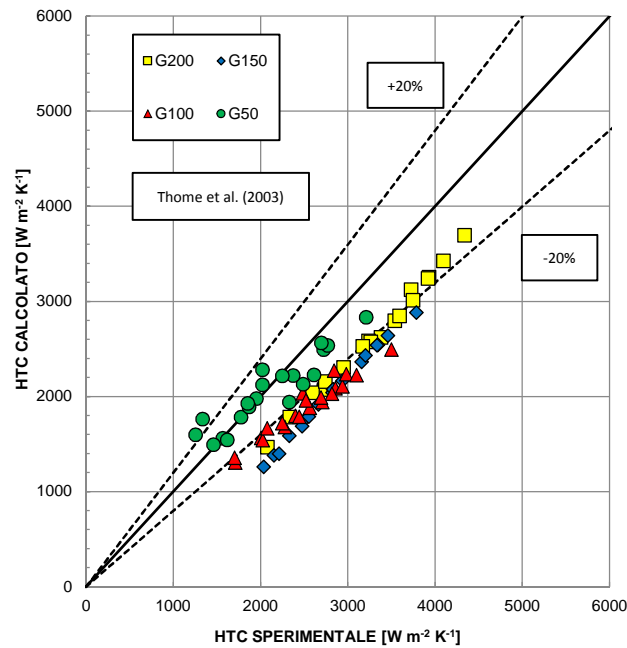


Fig. 85 Confronto dei dati sperimentali con modello di *El Hajal-Thome et al. (2003)* in sezione di misura da 3.38 mm

Questo modello valuta in maniera ottimale la velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ mentre per le portate superiori tende a sottostimare i coefficienti di scambio termico, comportamento indicato anche da *Thome et al. (2003)* per il diametro considerato nel loro studio pari a 3.1 mm. Infatti, ai più piccoli diametri, vi sono effetti di capillarità, che influenzano lo scambio termico sottostimandolo, essendo il tubo da 3.1 mm insieme a quello considerato nel nostro studio di 3.38 mm, una misura intermedia tra micro canale e macro canale.

Modello: Thome et al. (2003)		
$G[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	\bar{e}_A	σ
50	8.8 %	8.8 %
100	24.7 %	3.2 %
150	28.5 %	4.6 %
200	20.4 %	3.4 %

Tab. 13 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Thome et al. (2003) in sezione di misura da 3.38 mm

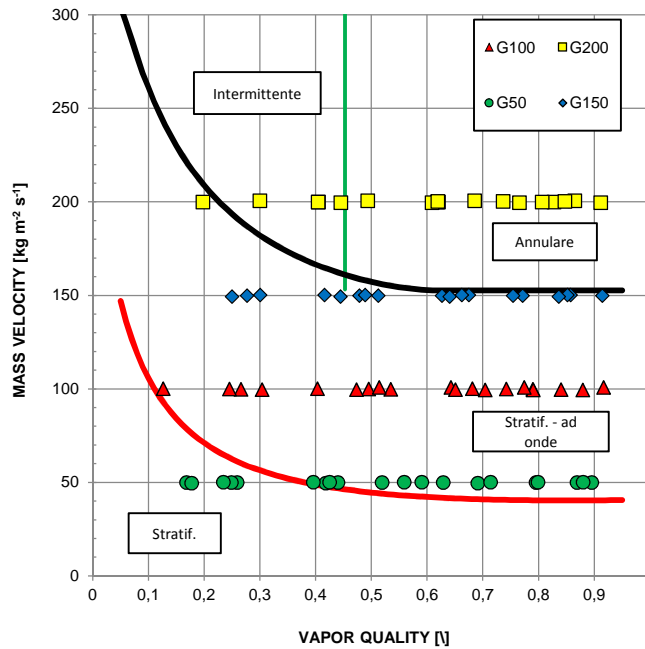


Fig. 86 Mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) in sezione da 3.38 mm

E' interessante osservare, utilizzando le immagini del regime di deflusso e la Fig. 86, come questa mappa sia una buona approssimazione per dedurre i tipi di regime di deflusso ma non in maniera precisa. In particolare si nota come i valori con $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ con titolo di vapore superiore a 0.4 siano nella realtà in regime a deflusso stratificato piatto, come descritto in 4.2.3.3, mentre nella mappa viene ipotizzato un regime stratificato ad onde. Altro particolare da notare è che per la velocità di massa a $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ i valori indicati fino ad un titolo di vapore 0.3 sembrerebbero essere in un regime stratificato ad onde sviluppato, ma in realtà dalle immagini deduciamo un regime di transizione stratificato ad onde a stratificato. E' chiaro le linee di transizione fornite da El Hajal et al. (2003) siano delle linee con un determinato range, ovvero che la transizione sia presente a valori leggermente più bassi o leggermente più alti della linea. Altro fattore da tenere in considerazione sulla mappa è che le linee di transizione andrebbero calcolate per ogni velocità di massa

considerata, ma come espresso da El Hajal et al. (2003), le linee di transizione non variano di molto l'una dall'altra al variare della velocità di massa, quindi conviene considerare per pura semplicità delle linee di transizione costanti ad una determinata velocità (in Fig. 86 le linee di transizione sono calcolate a $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$).

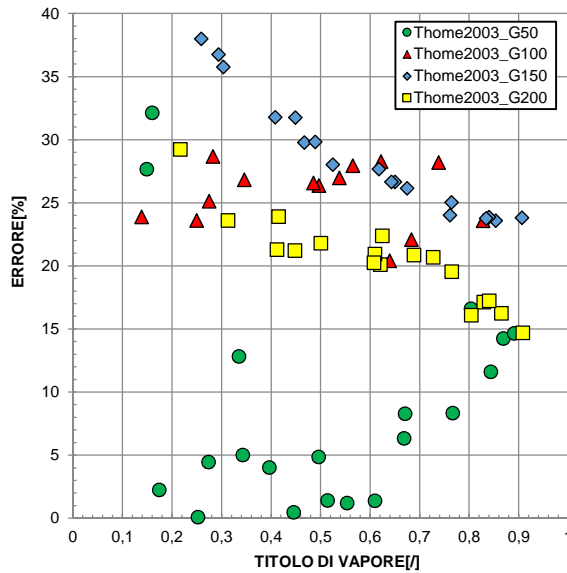


Fig. 87 Errori assoluti del modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm

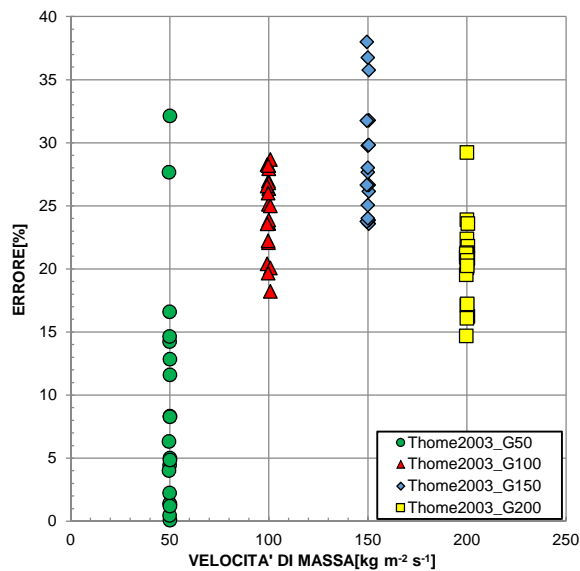


Fig. 88 Errori assoluti del modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm

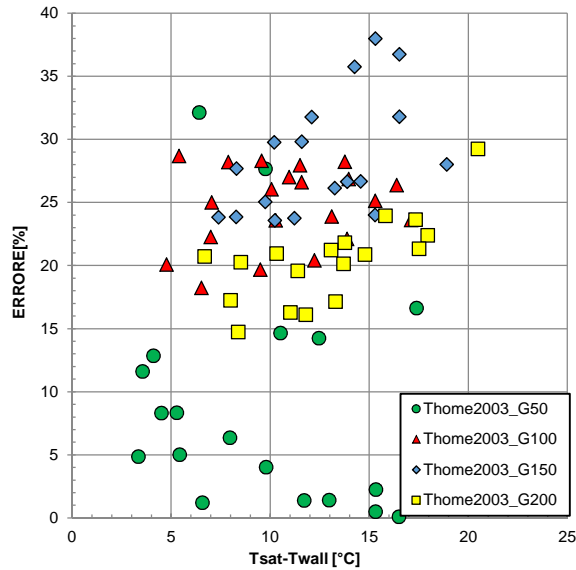


Fig. 89 Errori assoluti del modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

Come si nota in Fig. 87 , si verificano errori molto bassi per la velocità $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ ed errori più elevati alle alte portate, fino ad un massimo del 38% per la velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. I valori dell'errore per la velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ risultano avere una deviazione standard più elevata rispetto alle velocità più elevate, con valore minimo dell'errore pari 0.1% e valore massimo del 32%. Il modello tende ad avere errori più elevati per titoli più bassi per le velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, mentre vale l'opposto per la velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Andamento costante dell'errore in funzione del titolo di vapore per $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Non vi è una evidente dipendenza dell'errore in funzione differenza di temperatura tra saturazione e parete tranne che per le velocità di massa $G=150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, il quale errore aumenta all'aumentare della differenza tra saturazione e parete. Il 31% dei valori considerati rientra nel campo dell'errore del 20%, mentre il 46% dei valori rientra nel campo dell'errore tra il 20% e il 30%. L'85% dei valori alla velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ risulta essere inferiore al 15%. In Fig. 90 viene presentato il confronto tra la mappa di Cavallini et al. (2002) e la mappa secondo El Hajal et al. (2003). In generale il modello di El Hajal-Thome et al. (2003) sottostima i valori del coefficiente di scambio termico.

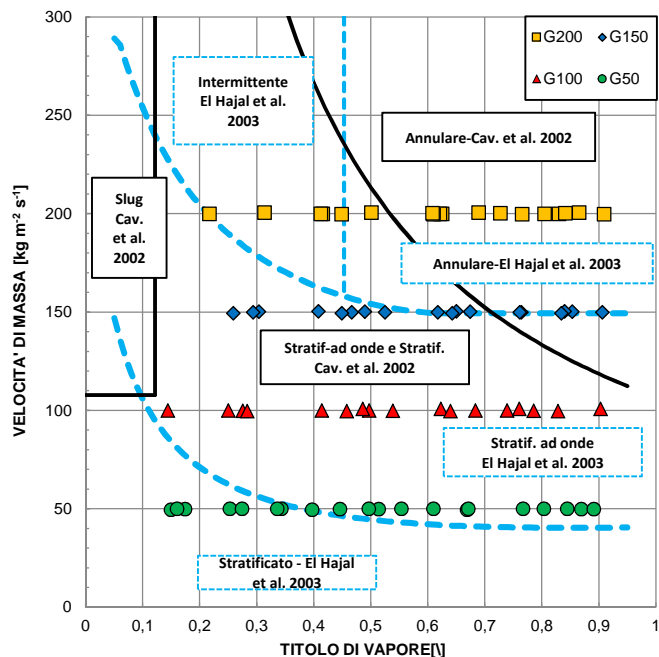


Fig. 90 Confronto tra la mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) e Cavallini et al. (2002)

Nel confronto tra Cavallini et al. (2002) ed El Hajal- Thome et al. (2003) notiamo che Cavallini et al. (2002) ha una diversa considerazione della zona di regime di deflusso anulare, con curva di transizione che parte dalla zona di regime di flusso intermittente, riducendo la zona per titoli di vapore compresi tra 0.45 e 0.7 e aumentandola per valori superiori. In Cavallini et al. (2002) la zona di regime deflusso intermittente non viene considerata al contrario El Hajal-Thome et al. (2003), mentre la zona di regime di deflusso stratificato/stratificato ad onde indicata in Cavallini et al. (2002) comprende valori che risultano essere in regime di deflusso intermittente/anulare in El Hajal-Thome et al. (2003). Viene indicata anche la zona di deflusso “slug” considerata in Cavallini et al. (2002).

6.1.3 Modello di Cavallini et al. (2006)

6.1.3.1 Descrizione del modello

Questo modello valuta i regimi di flusso considerando solamente i parametri che influenzano la condensazione. Come detto in precedenza, questo modello, come in quello di Cavallini et al. (2002), al variare delle velocità di massa, delle temperature di saturazione, dei titoli di vapore e differenze di temperatura tra saturazione e parete, nel regime di flusso anulare vi è una dipendenza dalle velocità di massa, dal titolo di vapore e dalle temperature di saturazione; solamente nel regime stratificato vi è una dipendenza dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete con la gravità che in entrambi i casi è il fattore più influente nel deflusso su tubi orizzontali. Gli autori hanno semplificato il modello del 2002 considerando due zone principali: una dipendente dalla differenza di temperatura tra

saturazione e parete ΔT e una completamente indipendente, separate da una linea di transizione. Attraverso l'utilizzo della velocità adimensionale del vapore J_G e del parametro X_{tt} di Martinelli si può calcolare una linea di transizione J_{Gt} in funzione di X_{tt} (parametro di Martinelli), mantenendo J_G come indicatore di transizione. La linea di transizione è espressa secondo la relazione:

$$J_{Gt} = \left[\left(\frac{7.5}{4.3X_{tt}^{1.111} + 1} \right) + C_T^{-3} \right]^{-1/3} \quad (6.31)$$

$C_T=1.6$ per gli idrocarburi;

$C_T=2.6$ per gli altri refrigeranti.

Autori	Valori	Fluidi	D [mm]	Ts [°C]	Ts-Tw [°C]	G [kg/m²s]
Cavallini et al. (2006)	1007	R22, R134a, R410A, R125, R32, R236ea, R407C, R125/236ea	>3	24÷302	0.6÷28.7	18÷2240

Tab. 14 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Cavallini et al. (2006)

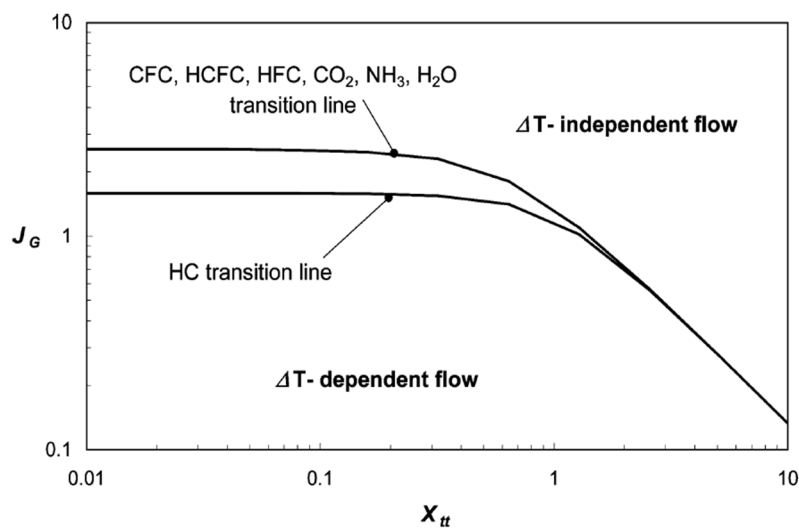


Fig. 91 Mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2006)

Vengono quindi calcolati due coefficienti, uno per $J_G > J_{Gt}$ (zona indipendente da ΔT) e un coefficiente per $J_G < J_{Gt}$ (zona dipendente da ΔT). Per la zona indipendente, il modello usa un parametro correttivo α_{LO} nell'equazione per il calcolo di coefficiente di scambio termico α_A . Per la zona dipendente, il coefficiente di scambio termico dipende da α_A e dal

coefficiente di scambio termico per deflusso completamente stratificato α_{STRAT} . L'Equazione 6.33 per la zona dipendente da ΔT include anche la zona di transizione da stratificato ondoso a stratificato lineare.

Per $J_G > J_{Gt}$ (ΔT -indipendente)

$$\alpha_A = \alpha_{LO} \left[1 + 1.128x^{0.8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{2.144} Pr_L^{-0.1} \right] \quad (6.32)$$

Per $J_G < J_{Gt}$ (ΔT -dipendente)

$$\alpha_D = \left[\alpha_A \left(\frac{J_{Gt}}{J_G} \right)^{0.8} - \alpha_{STRAT} \right] \left(\frac{J_G}{J_{Gt}} \right) + \alpha_{STRAT} \quad (6.33)$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 Re_{LO}^{0.8} Pr_L^{0.4} \frac{\lambda_L}{d_h} \quad (6.34)$$

$$\alpha_{STRAT} = 0.725 \left\{ 1 + 0.741 \left[\frac{1-x}{x} \right]^{0.3321} \right\}^{-1} \left[\frac{\lambda_L^3 \rho_L (\rho_L - \rho_V) g h_{LG}}{\mu_L d_h \Delta T} \right]^{0.25} + (1 - x^{0.087}) \alpha_{LO} \quad (6.35)$$

Sebbene solo due equazioni siano espresse da questo modello, tutti i possibili regimi sono tenuti in considerazione nelle due equazioni:

- Il deflusso anulare è coperto dall'Equazione(6.32) che è tipicamente utilizzata in situazione di convezione forzata;
- Il deflusso stratificato-ondoso è descritto dall'Equazione(6.33);
- Il deflusso stratificato piatto è descritto dall'Equazione(6.33), che invece di avere una linea di transizione ben marcata, applica una interpolazione lineare nel progressivo passaggio da ondoso a liscio. Dove è presente il deflusso stratificato liscio prevale la componente dipendente a ΔT .
- Il deflusso 'slug' è incluso in entrambe le equazioni, ed essendo un deflusso ΔT indipendente, la linea di transizione è ideata per conteggiare i deboli effetti della temperatura nell'equazione(6.33) quando si sviluppa questa tipologia di deflusso.

6.1.3.2 Confronto con Cavallini et al. (2006) in sezione da 3.38 mm

Il confronto con il modello di Cavallini et al. (2006) è descritto dalla Fig. 93 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello. Viene inoltre descritto in Fig.

92 il grafico che correla la velocità adimensionale del vapore con il parametro di Martinelli X_{tt} . Gli errori e le deviazioni standard alle relative portate sono indicate in Tab. 15.

Modello: Cavallini et al. (2006)		
$G[\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$	\bar{e}_A	σ
50	18.7 %	11.9 %
100	22.1 %	4.0 %
150	14.1 %	6.8 %
200	14.7 %	1.7 %

Tab. 15 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 3.38 mm

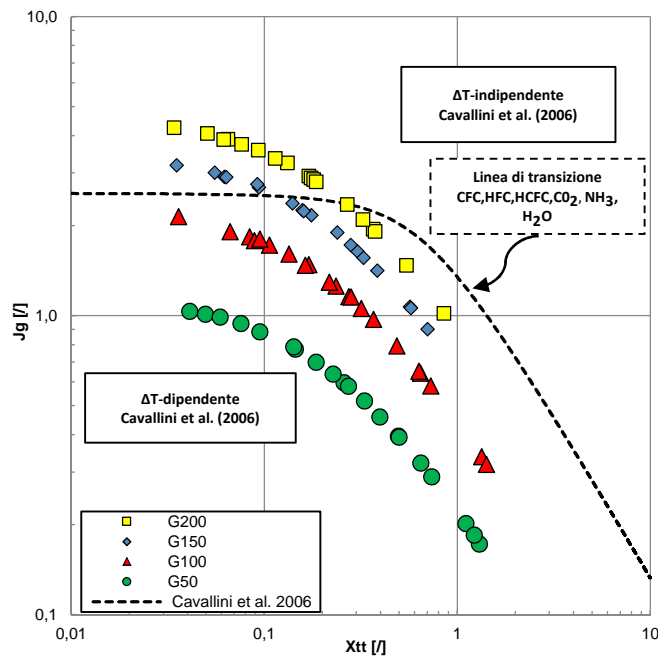


Fig. 92 Risultati sperimentali confrontati con la mappa dei regimi di deflusso secondo Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 3.38 mm

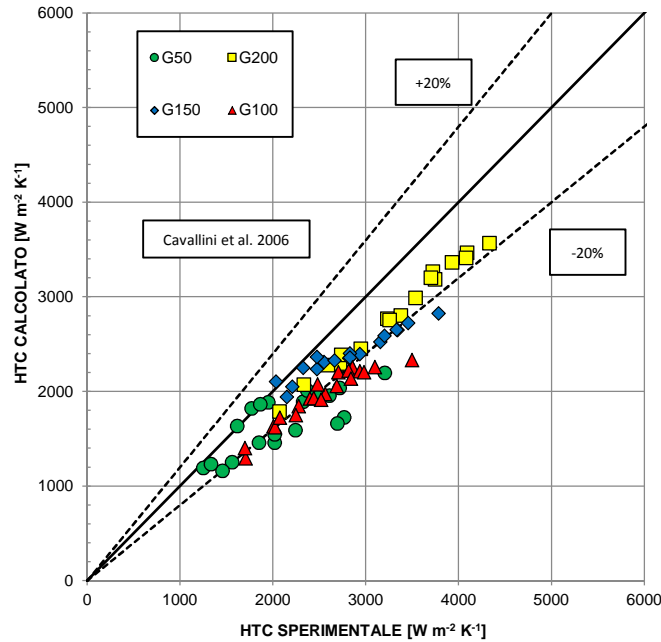


Fig. 93 Confronto dei dati sperimentali con modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 3.38 mm

Il modello copre l'intervallo di velocità di massa tra $18 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $2240 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, quindi con la velocità più bassa siamo entro i limiti imposti dal modello. Gli errori tendono a diminuire all'aumentare della velocità di massa, anche se si nota un andamento poco costante della diminuzione dell'errore, e tendenzialmente il modello sottostima il coefficiente di scambio termico, come si nota in Fig. 93. Oltre a considerare l'errore medio assoluto per velocità di massa, se si considera anche la deviazione standard dei valori, notiamo una deviazione molto alta per G50 e G150, che risultano avere errori inferiori rispettivamente a G100 e G200. Molto importante risulta l'analisi relativa alla Fig. 92 in funzione di J_G e X_{tt} . Notiamo che ad alte velocità di massa ed elevati titoli (a cui corrispondono rispettivamente elevate J_G e piccoli X_{tt}) i valori si trovano nella zona ΔT -indipendente, che ipotizza un deflusso di tipo anulare. Al contrario, al diminuire della velocità di massa il deflusso tende a cambiare in deflusso stratificato. Il modello approssima in discreta maniera i dati sperimentali acquisiti, ma con elevati errori e/o elevate deviazioni standard alle basse portate (G50, G100). Il modello, come precedentemente espresso, utilizza due equazioni, che permettono di esprimere in maniera semplificata i coefficienti di scambio termico in funzione del ΔT tra saturazione e parete.

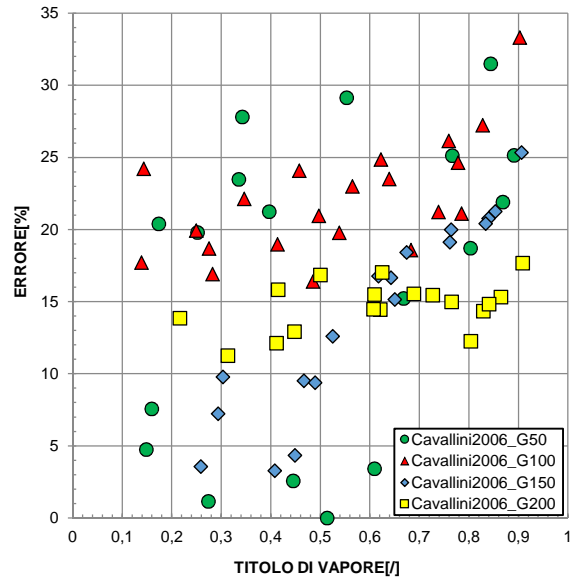


Fig. 94 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm

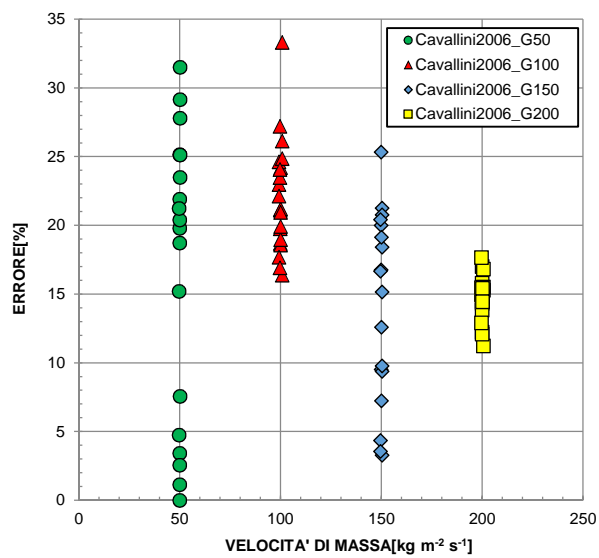


Fig. 95 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm

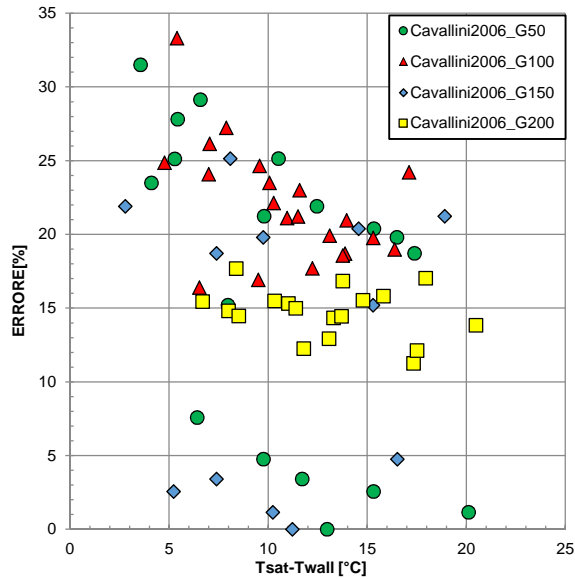


Fig. 96 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della differenza di temperatura di saturazione e parete in sezione di misura da 3.38 mm

Dalla Fig. 94 notiamo come l'errore abbia tendenza ad aumentare all'aumento del titolo di vapore mentre resta circa costante per la velocità di massa $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ per tutti i titoli di vapore e aumenti solo per titoli superiori a 0.8. Gli errori hanno tendenza a diminuire con l'aumento della velocità di massa, con la deviazione standard che diminuisce all'aumentare della velocità di massa (Fig. 95). Per le velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e $G=100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ vi è una variazione dell'errore in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete, anche se con deviazioni molto elevate (Fig. 96). Gli errori più elevati si notano alle più basse differenze di temperatura tra saturazione e parete. Il 35% dei valori calcolati con il modello risulta essere superiore al 20% e il 95% risulta essere inferiore al 30%. Il 100% dei valori alla velocità di massa $G=200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ risulta avere errore inferiore al 20%.

6.1.3.3 Confronto con Cavallini et al. (2006) in sezione da 0.96 mm

Il confronto con il modello di Cavallini et al. (2006) è descritto dalla Fig. 97 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello.

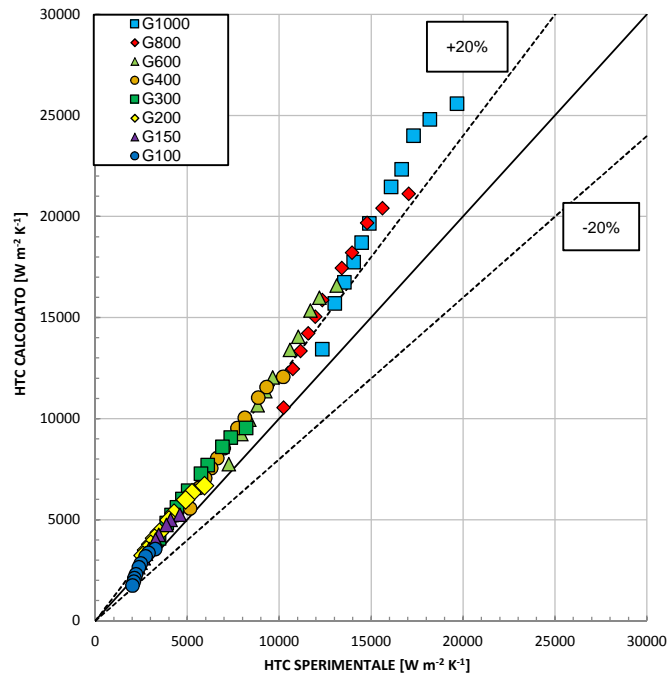


Fig. 97 Confronto dei dati sperimentali con modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 0.96 mm

Tenendo in considerazione che questo modello è stato ideato per diametri idraulici superiori a 3 millimetri, notiamo un buon accordo tra coefficienti sperimentali e calcolati, con una leggera divergenza per i valori di velocità di massa più elevati. Inoltre si può notare come il modello, che garantisce un errore medio assoluto tra il 20% e il 30% alle velocità di massa più elevate e tra il 15% e il 20% in quelle più basse, non abbia nel suo database il fluido R1270 utilizzato nelle nostre prove. In Fig. 98, 99, 100 gli errori in funzione del titolo di vapore, della velocità di massa e della differenza di temperatura tra saturazione e parete, Il 12.5 % dei valori analizzati ha un errore assoluto maggiore del 30%, mentre il 50% dei valori risulta avere errori assoluti compresi tra il 20% e il 30%. Il modello, come evidenzia la Fig. 97, tende a sovrastimare i valori dei coefficienti di scambio termico per tutti i valori di velocità di massa.

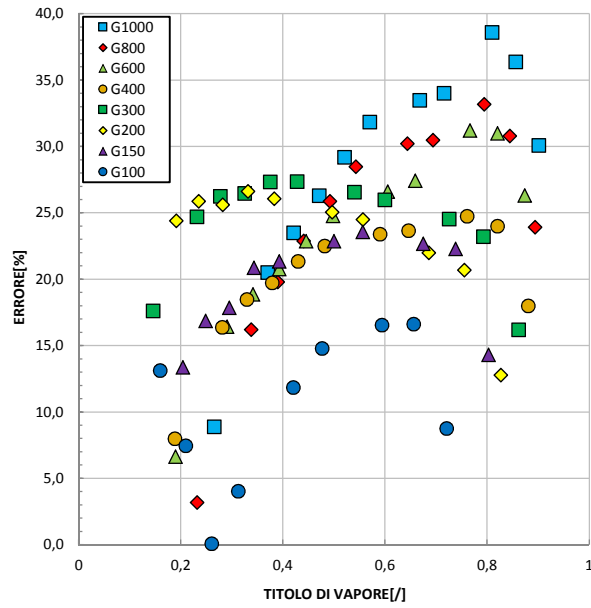


Fig. 98 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm

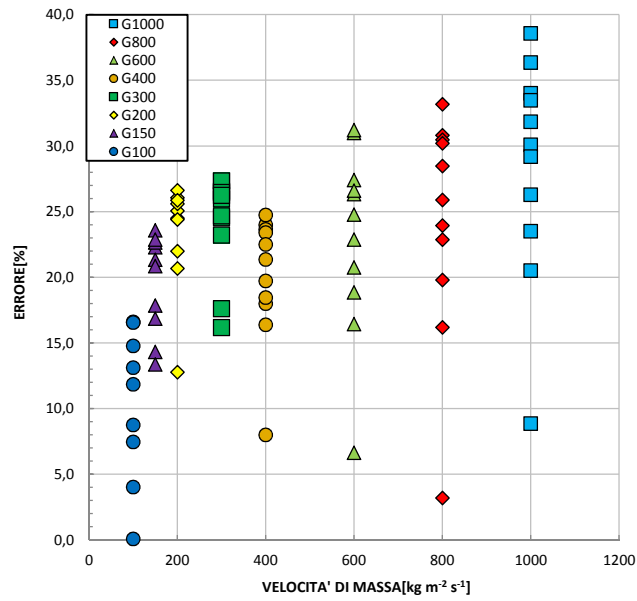


Fig. 99 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm

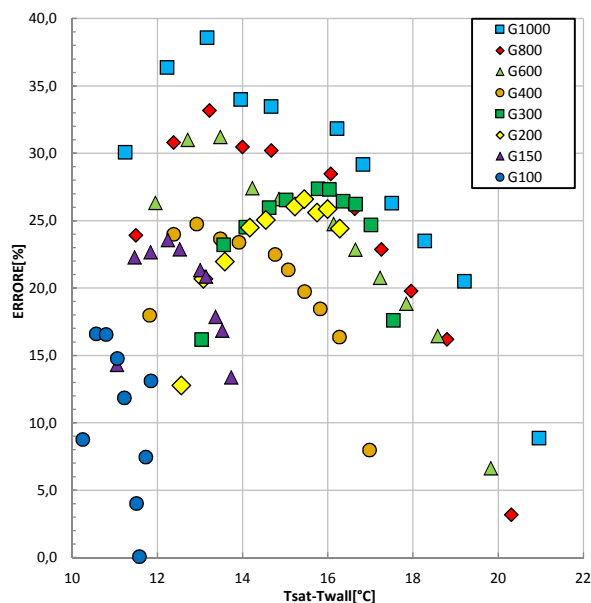


Fig. 100 Errori assoluti del modello di Cavallini et al. (2006) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 0.96 mm

Si nota una dipendenza dell'errore dalla velocità di massa, errore che tende a diminuire al diminuire di quest'ultima anche se con andamento discontinuo. Comportamento differente alle diverse portate dell'errore in funzione del titolo di vapore, con andamento parabolico e errore massimo assoluto compreso nel range di titoli di vapore tra 0.4 e 0.8. L'errore assume un comportamento di tipo parabolico in funzione della differenza di temperatura di saturazione e parete, la cui parabola ha un massimo che varia al variare della velocità di massa.

Modello: Cavallini et al. (2006)		
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	\bar{e}_A	σ
1000	28,4%	8,4%
800	24,1%	8,6%
600	23%	7,2%
400	20%	4,9%
300	24,2%	3,8%
200	22,8%	4,2%
150	18,1%	3,7%
100	14,4%	10,8%

Tab. 16 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2006) in sezione di misura da 0.96 mm

6.1.4 Modello di Garimella et al. (2014)

6.1.4.1 Descrizione del modello

In questo modello, gli autori hanno svolto un sistematico numero di investigazioni con lo scopo di trovare i coefficienti di scambio termico per refrigeranti sintetici e naturali variando i diametri, le velocità di massa e le pressioni ridotte p_r .

Fluido	Valori	D[mm]	Tipo canale	G [kg/m ² s]	p_r
Ammoniaca	3100	0.98-2.16	C	50-225	0.1-0.23
Diossido di carbonio		0.1-0.4	MR	400-800	0.69-0.87
n-pentano		7.75-14.45	C	150-400	0.04-0.12
R134a		0.1-1.5	MC,MR	150-800	0.19-0.41
R245fa		7.75	C	150-600	0.03-0.17
R404A		0.86-9.4	C,MC	200-800	0.38-0.9
R410A		0.76-9.4	C	200-800	0.8-0.9

Tab. 17 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Garimella et al. (2014)

Con il termine “C” si intende un singolo canale circolare, con “MC” si intende un multiport circolare, mentre con “MR” si intende un multiport rettangolare. Da notare l’ampio database di 3100 valori, per ognuno dei quali è stato calcolato un coefficiente di scambio termico con titoli compresi tra 0 e 1. I fluidi analizzati hanno proprietà termodinamiche molto differenti, come ad esempio l’ammoniaca, che ad una temperatura di saturazione di 40°C presenta una tensione superficiale 10 volte maggiore rispetto ai fluidi sintetici.

Sviluppo del modello

Nessun modello presente in letteratura riesce a predire correttamente il coefficiente di scambio termico sull’intero database. Questo modello propone un range per quanto riguarda lo sforzo tangenziale pari a $215 < Re_{LO} < 125000$, uno per la gravità pari a $0.16 < Fr < 1300$ e uno per la tensione superficiale pari a $0.01 < Bo < 1700$. Il primo passo che il modello affronta è valutare l’importanza e l’influenza dei tre fattori appena descritti nel calcolo del coefficiente di scambio termico.

Si identificano due zone:

- ZONA 1: “Sforzo tangenziale/gravità predominante”, dove si verificano generalmente il deflusso anulare e anulare ondoso, mentre per basse portate si può verificare un deflusso intermittente. Dato il ristretto range di condizioni operative in cui la transizione può verificarsi, e al basso contributo che dà al coefficiente di

scambio termico, si è deciso di non inserire la transizione in questo regime. E' una zona caratteristica dei macrocanali e fluidi con bassa tensione superficiale.

- ZONA 2:” Sforzo tangenziale/tensione superficiale predominante”, dove si verifica il deflusso anulare e anulare-intermittente. E' presente una transizione tra deflusso anulare e intermittente, dato l'ampio range di condizioni operative in cui si verifica. Questa zona è tipica dei canali molto piccoli e per fluidi ad alta tensione superficiale.

Al fine di separare le due zone, viene adottato il criterio proposto da Nema et al. (2014) utilizzando la definizione di numero di Bond critico. Il numero di Bond è un parametro adimensionale espresso dalla relazione:

$$Bo = \frac{(\rho_L - \rho_V)g d_h^2}{\sigma} \quad (6.36)$$

Nema et al. (2014) definiscono il numero critico di Bond (Bo_{CRIT}) che rappresenta l'importanza della tensione superficiale e della gravità durante la transizione del deflusso intermittente dove è presente la quantità minima di fluido necessario alla formazione di una bolla allungata(slug).

$$Bo_{CRIT} = \frac{1}{\left[\frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_V} - \frac{\pi}{4} \right]} \quad (6.37)$$

Questo parametro deriva dall'analisi estesa per piccoli tubi proposto da Barnea et al. (1983) che permette di includere le forze gravitazionali della fase vapore. In funzione del rapporto Bo/Bo_{CRIT} definisco la zona 1 ($Bo/Bo_{CRIT} > 1$) e la zona 2 ($Bo/Bo_{CRIT} < 1$).

Transizione della zona 1

In questa zona, la transizione principale si ha da anulare ad anulare ad onde. Si utilizza il numero di Froude secondo Soliman (1982) per modellare la zona di transizione.

$$Fr_{so} = 0.025 Re_L^{1.59} \left(\frac{1 + 1.09X_{tt}^{0.039}}{X_{tt}} \right)^{1.5} \frac{1}{Ga^{0.5}} \quad per \quad Re_L \leq 1250 \quad (6.38)$$

$$Fr_{so} = 1.26 Re_L^{1.04} \left(\frac{1 + 1.09X_{tt}^{0.039}}{X_{tt}} \right)^{1.5} \frac{1}{Ga^{0.5}} \quad per \quad Re_L > 1250 \quad (6.39)$$

Nelle Equazioni 6.38 e 6.39 , Ga è il numero di Galileo($Ga = gD/v_L^2$), Re_L è il numero di Reynolds liquido e X_{tt} è il parametro di Martinelli. Per numeri di Fr_{so} superiori a 20 si verifica la presenza di deflusso anulare, mentre per numeri di Fr_{so} inferiori si verifica una transizione da anulare ad anulare ad onde. Il valore pari a 20 deriva osservazioni fatte da Dobson and Chato (1998) and Milkie (2014). Per lo sviluppo del modello, viene definito un titolo di vapore di transizione x_{wavy} come titolo di vapore che soddisfa la seguente relazione:

$$Fr_{so}(X_{tt,wavy}, Re_L, Ga) = 20 \quad (6.40)$$

$$X_{tt,wavy} = f(x_{wavy}) \quad (6.41)$$

$$Re_L = f(x) \quad (6.42)$$

Transizione della zona 2

In questa zona, appena sarà presente la quantità minima di liquido per formare una bolla allungata(slug), il fluido diventerà a regime intermittente. La tensione superficiale formerà il cosiddetto “ponte liquido” che separa le bolle. Per canali molto larghi sarà necessario un maggior volume di liquido. Nema et al. (2014) dimostra che è sufficiente un valore costante del parametro di Martinelli X_{tt} per prevedere quando vi sarà il valore minimo di liquido necessario alla transizione:

$$X_{tt} \leq 0.3521 \rightarrow \text{Deflusso Anulare} \quad (6.43)$$

$$X_{tt} > 0.3521 \rightarrow \text{Deflusso Intermittente – Anulare}$$

Come fatto per la zona 1, la transizione è definita da una qualità di vapore x_{int} che soddisfa la relazione:

$$X_{tt}(x_{int}) = 0.3521 \quad (6.44)$$

Sommario e mappa delle transizioni

Di seguito viene riportato lo schema con i limiti per le transizioni con i valori riferiti alla Tab. 18.

Zone 1 ($Bo/Bo_{CRIT} > 1$)	$Fr_{so} > 20$	Annular flow
	$Fr_{so} < 20$	Wavy/Annular flow
Zone 2 ($Bo/Bo_{CRIT} < 1$)	$X_{tt} < 0.3521$	Annular flow
	$X_{tt} > 0.3521$	Intermittent/Annular flow

Tab. 18 Limiti delle zone di transizioni secondo Garimella et al. (2014)

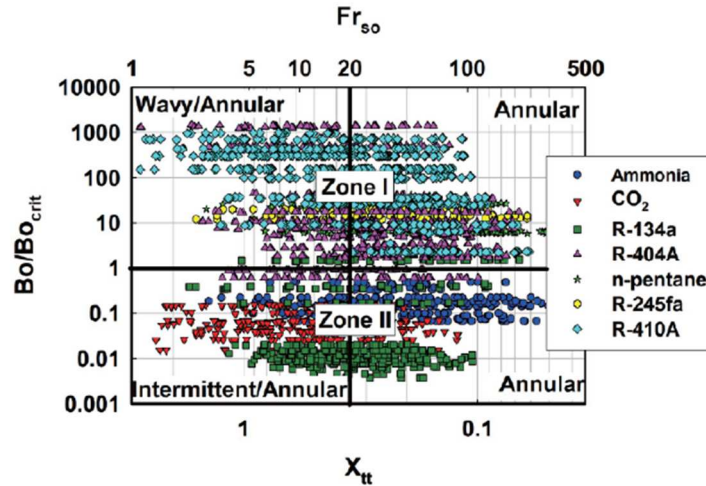


Fig. 101 Transizioni dei regimi di deflusso secondo Garimella et al. (2014)

Calcolo dei coefficienti

Modello per deflusso anulare: La regione dominata dallo sforzo tangenziale è presente in entrambe le zone, come mostrato in Fig. 101. Per calcolare lo scambio termico in questa regione, un approccio utilizzando dei moltiplicatori bifase è stato utilizzato, con i moltiplicatori aventi similitudine funzionale a Dobson e Chato (1998). Inserendo il numero di Bond all'interno dell'Equazione 6.45 si considerano gli effetti sui micro/minicanali:

$$Nu_{a,round} = \frac{\alpha_{tp} d_h}{\lambda_L} = 0.023 Re_L^{0.8} Pr_L^{0.3} \left[1 + \frac{1.88}{X_{tt}^{1.05} Bo^{0.13}} \right] \quad (6.45)$$

Tramite una analisi di regressione sono stati ricavati tutti i coefficienti e le costanti. Analizzando alcuni parametri notiamo che al diminuire del diametro del canale, il numero di Bond tende a zero, andamento che tende ad incrementare il valore del moltiplicatore. L'incremento del moltiplicatore al diminuire del diametro può essere dovuto alla presenza di un film di liquido più uniforme oppure alla riduzione dell'effetto della gravità. Per molti valori con $Re < 2300$, X_{tt} è stato scelto come parametro per valutare le transizioni al posto di X_{vt} e X_{vv} che andrebbero a creare complicanze dal punto di vista computazionale e discontinuità fisiche irrealistiche. L'equazione è sviluppata per canali singoli o di tipo multiport. A causa degli angoli dei canali multiport rettangolari, il film di liquido viene

intrappolato sugli angoli, causando un film di liquido molto sottile e quindi un alto coefficiente di scambio termico. Questo incremento di scambio termico viene conteggiato tramite una correzione per i canali non circolari in funzione del rapporto delle dimensioni riferite al canale $AR=w/d$ (enhancement ratio) e del numero di Bond:

$$\frac{Nu_{a,rect}}{Nu_{a,round}} = 0.135 \frac{AR^{0.69}}{Bo^{0.6}} \quad (6.46)$$

Il numero di Bond è stato incluso per considerare gli effetti delle proprietà del fluido e il diametro. Per tensioni superficiali molto basse e per canali con grande diametro, l'aumento dovuto agli angoli all'interno del canale risulta essere meno importante. Quindi all'aumentare del numero di Bond vi è un aumento dell'enhancement ratio.

Modello per deflusso anulare - ondosio: Per quanto riguarda la zona di transizione, vengono considerati due contributi fondamentali, uno relativo allo sforzo tangenziale Nu_a e uno relativo all'effetto gravitazionale Nu_{film} . L'importanza della gravità durante la condensazione è esplicitata tramite un rapporto tra x_{wavy} nella zona di transizione e il titolo di vapore attuale x :

$$Nu_{wavy} = Nu_{film} \left[1 - \frac{x}{x_{wavy}} \right] + Nu_a \quad (6.47)$$

$$Nu_{film} = \left(\frac{0.26 Re_{VO}^{0.12}}{1 + 0.74 X_{tt}^{1.31}} \right) \left(\frac{Ga Pr_L}{Ja_L} \right)^{1/4} \quad (6.48)$$

Il numero di Nusselt relativo al film è simile alla forma funzionale relativa al contributo della gravità in Dobson e Chato (1998). Al tendere di $x \rightarrow x_{wavy}$, il modello tende al modello solo anulare con l'effetto della gravità che tende a diminuire e alla stessa maniera, per $x \rightarrow 0$, il modello tende all'equazione di Dittus-Boelter per il raffreddamento.

Modello per deflusso intermittente - anulare: Questo modello considera i due contributi dovuti allo "slug" del liquido e del vapore sotto forma di bolle. L'effetto del liquido è dato dall'equazione di Dittus-Boelter assumendo l'intero deflusso monofase liquido, mentre il contributo dovuto alle bolle di vapore è calcolato valutando il modello relativo al deflusso anulare con titolo di vapore relativo alla transizione x_{int} . Il contributo di ognuna delle due sarà valutato rapportandole al parametro di Martinelli X_{tt} .

$$Nu_{int} = Nu_{LO} \left[1 - \frac{X_{tt,trans}}{X_{tt}} \right] + Nu_{a,x=x_{int}} \left[\frac{X_{tt,trans}}{X_{tt}} \right] \quad (6.49)$$

$$X_{tt} = 0.3521 \quad (6.50)$$

$$Nu_{LO} = 0.023 Re_{LO}^{0.8} Pr_L^{0.3} \quad (6.51)$$

Come per gli altri modelli, per $x \rightarrow x_{int}$ il modello tende a quello sviluppato per il deflusso anulare, mentre per $x \rightarrow 0$ il modello tende a calcolare un coefficiente di scambio termico relativo a liquido monofase.

6.1.4.2 Confronto con Garimella et al. (2014)

Il confronto con il modello di Garimella et al. (2014) è descritto dalla Fig. 102 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello.

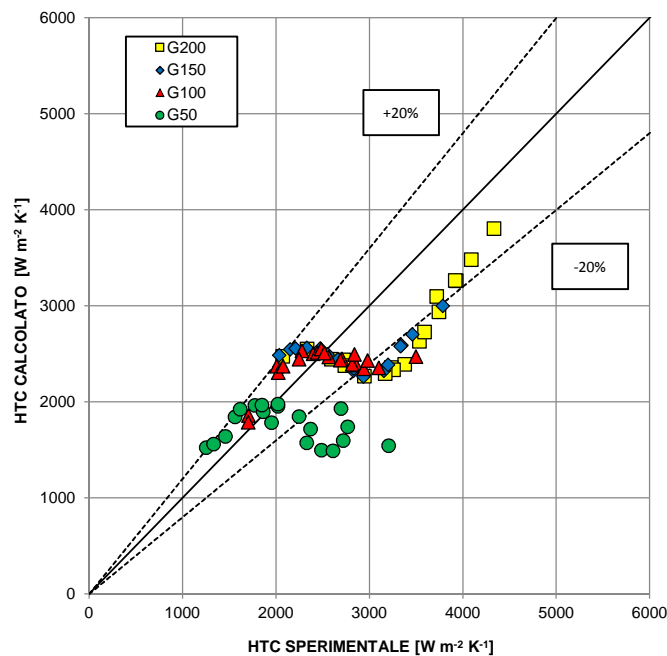


Fig. 102 Confronto dei dati sperimentali con modello di Garimella et al. (2014) in sezione di misura da 3.38 mm

Il modello di Garimella et al. (2014), oltre a fornire un metodo per la valutazione del coefficiente di scambio termico, fornisce un metodo per la valutazione del regime di deflusso in funzione dei parametri descritti in 6.1.4.1. I tipi di regimi di deflusso dedotti dal modello sono:

- G200: Deflusso anulare per titoli di vapore compresi tra $0.91 < x < 0.62$ e per titoli inferiore deflusso anulare ad onde;
- G150: Deflusso anulare per titoli di vapore compresi tra $0.91 < x < 0.61$ e per titoli inferiori deflusso anulare ad onde;

- G100: Deflusso anulare ad onde per tutti i titoli di vapore;
- G50: Deflusso anulare ad onde per tutti i titoli di vapore.

Modello: Garimella et al. (2014)		
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	\bar{e}_A	σ
50	22.0 %	15.0 %
100	11.9 %	7.6 %
150	16.5 %	7.9 %
200	19.0 %	7.2 %

Tab. 19 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Garimella et al. (2014) in sezione di misura da 3.38mm

Il modello tende a sottostimare i coefficienti di scambio termico per titoli superiori allo 0.5 (per G200 il valore è circa 0.4), mentre per titoli inferiori tende a sovrastimare.

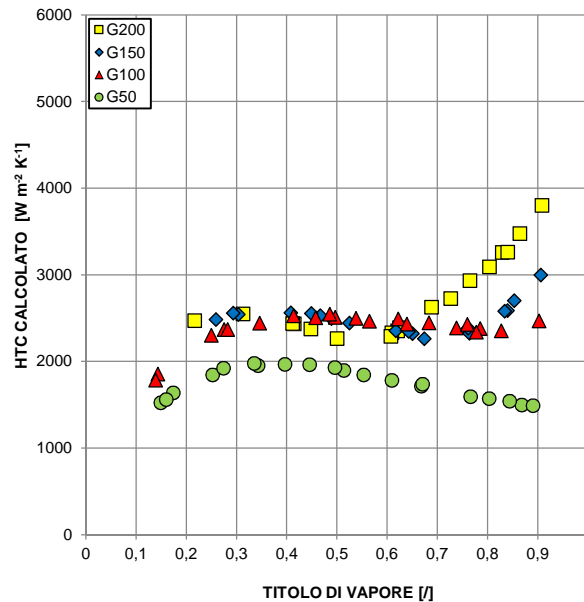


Fig. 103 Andamento degli HTC calcolati con il modello di Garimella et al. (2014) in sezione di misura da 3.38 mm

Dalla Fig. 103 si nota come l'andamento previsto del coefficiente di scambio termico calcolato secondo Garimella et al. (2014) in funzione del titolo di vapore sia un andamento molto diverso rispetto a quello tipico della condensazione. Come detto precedentemente, si nota come per $G = 150 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ il modello tenda a sovrastimare o sottostimare il coefficiente di scambio termico in funzione del titolo di vapore. Il modello presenta un errore medio assoluto pari a 17.3% e una deviazione media dell'errore pari a 9.4%.

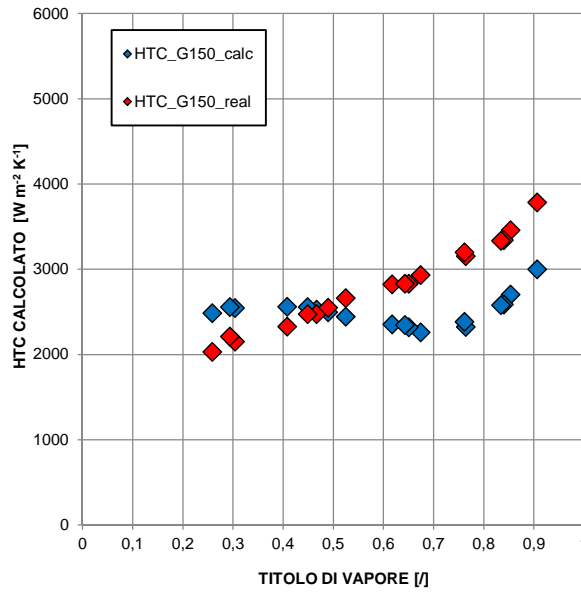


Fig. 104 Confronto tra HTC calcolato con Garimella et al. (2014) e HTC sperimentale in funzione del titolo di vapore a $G=150 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ in sezione di misura da 3.38 mm

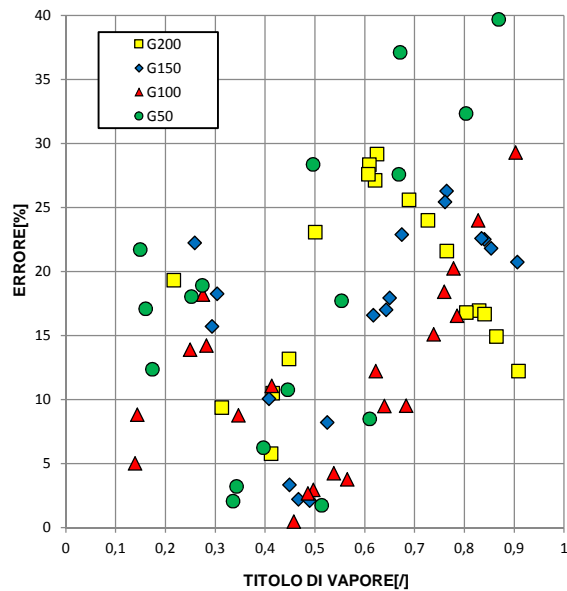


Fig. 105 Errori assoluti del modello di Garimella et al. (2014) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 3.38 mm

In Fig. 105 si nota che l'errore assoluto del modello ha un minimo per tutti i valori di velocità di massa compreso tra 0.3 e 0.5. In Fig. 106 l'errore medio assoluto in funzione della velocità di massa, dal quale si possono apprezzare maggiormente le elevate deviazioni standard del modello.

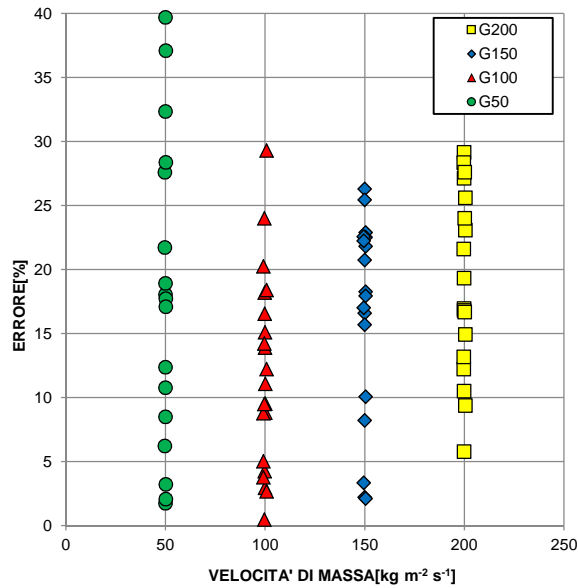


Fig. 106 Errori assoluti del modello di Garimella et al. (2014) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 3.38 mm

Il modello ha errori inferiori al 20% per il 64% dei valori calcolati, mentre il 21% dei valori risulta avere errori superiori al 25%.

6.1.5 Modello di Suliman et al. (2009)

6.1.5.1 Descrizione del modello

Il modello di Suliman et al. (2009) propone una modifica delle curve di transizione riportate nel modello di El Hajal-Thome et al. (2003) e nel modello di Cavallini et al. (2006). Un'analisi di sensitività è stata fatta per determinare quali parametri hanno influenza maggiore sui coefficienti di scambio termico ottenuti. Quest'analisi è stata condotta perturbando tutti i parametri che identificano la linea di transizione per il deflusso stratificato ad onde. Il modello di Cavallini et al. (2006), proponeva una curva di transizione per indicare quali dati sono ΔT dipendenti e indipendenti. Con il database utilizzato da Suliman et al. (2009), la maggior parte dei valori risulta essere ΔT dipendente, implicando un deflusso stratificato ad onde.

Autori	Valori	Fluidi	D [mm]	Ts [°C]	G [kg/m²s]
Suliman et al(2009)	364	R134	3.1÷8.4	39÷46	26÷756

Tab. 20 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Suliman et al. (2009)

Applicando la correlazione di Thome et al. (2003) ai propri dati, una divergenza ad alti valori di coefficiente di scambio termico è stata notata. Questi valori risultano essere vicini alla zona di transizione stratificato ad onde ad anulare-intermittente. E' risaputo che alti coefficienti di scambio termico sono previsti nel regime di deflusso anulare e intermittente, con uno spessore di liquido molto sottile intorno al perimetro del tubo e quindi con una bassa resistenza termica. Nel regime di deflusso stratificato ad onde e stratificato, vi è uno spesso film di liquido sulla parte inferiore del canale che inevitabilmente crea un'alta resistenza termica che si oppone allo scambio termico. Dopo aver eseguito un'appropriata analisi, si è scoperto che alzando la linea di transizione a valori più elevati, i valori del coefficiente di scambio termico che venivano sovrastimati risultavano essere molto più precisi e vicini al coefficiente di scambio termico sperimentale. Visti i miglioramenti evidenziati, si può supporre che la mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) preveda in maniera non corretta la zona di transizione del deflusso stratificato ad onde. L'equazione precedentemente proposta per la linea di transizione risultava essere:

$$G_{wavy} = \left\{ \frac{16A_{vd}^3 g d_h \rho_L \rho_V}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{Ld} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25h_{Ld}^2} \left(\frac{We}{Fr} \right)_L^{-1.023} + 1 \right] \right\}^{0.5} + 50 - 75e^{-\frac{(x^2 - 0.97)^2}{x(1-x)}} \quad (6.52)$$

In questa equazione, il numero di Weber We rappresenta il rapporto tra forze inerziali e tensioni superficiali. Il numero di Froude Fr rappresenta il rapporto tra forze inerziali e forze gravitazionali. Quindi il rapporto tra il numero di Weber e il numero di Froude rappresenta il rapporto tra forze gravitazionali e tensioni superficiali. Questo rapporto costituisce un indice di quanto influisce la forza gravitazionale, o in altre parole quanto il liquido aderisce alla superficie del canale o di quanto la parte condensata aderisce alla parte superiore del canale. Dall'analisi precedente si è dedotto che i punti che risultano essere in deflusso anulare sono in realtà un regime di deflusso stratificato ad onde, e quindi il numero di Froude, che risulta essere il parametro che considera il moto ondoso nel deflusso, viene incrementato. Si modifica quindi l'esponente relativo al rapporto che viene aumentato da -1.023 a -0.4 dopo molte iterazioni, con la modifica anche della costante pari a $50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ che viene incrementata ad $80 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Viene quindi definita una nuova linea di transizione con Equazione 6.53:

$$G_{trans} = \left\{ \frac{16A_{vd}^3 g d_h \rho_L \rho_V}{x^2 \pi^2 (1 - (2h_{Ld} - 1)^2)^{0.5}} \left[\frac{\pi^2}{25h_{Ld}^2} \left(\frac{We}{Fr} \right)_L^{-0.4} + 1 \right] \right\}^{0.5} - 75e^{-\frac{(x^2 - 0.97)^2}{x(1-x)}} \quad (6.53)$$

La nuova regione tra la nuova linea di transizione e quella relativa al deflusso stratificato onduloso viene definita zona di transizione, nel quale viene tenuto conto anche dell'angolo di stratificazione:

$$\theta = \theta_{strat} \left[\frac{(G_{trans} - G)}{(G_{trans} - G_{strat})} \right]^{0.5} \quad (6.54)$$

Il coefficiente di scambio termico viene calcolato con l'equazione (6.21) da Thome et al. (2003) considerando la nuova curva di transizione nella mappa di El Hajal et al. (2003), mentre nel modello di Cavallini et al. (2006) viene calcolata una nuova curva di transizione dalla zona ΔT dipendente da quella ΔT indipendente. In Fig. 107 la nuova mappa secondo Suliman et al. (2009).

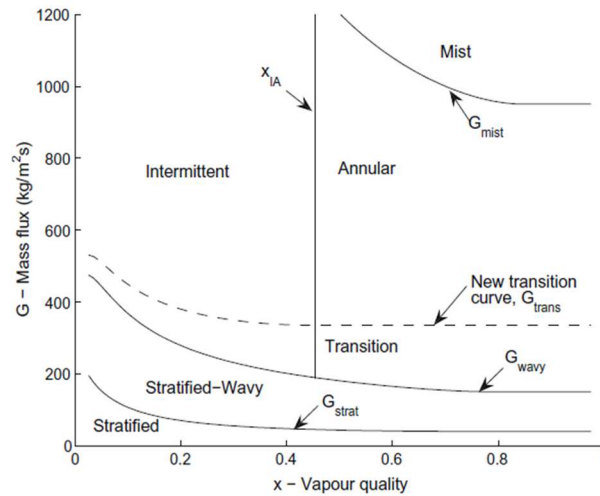


Fig. 107 Mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) e nuova linea di transizione secondo Suliman et al. (2009)

6.1.5.2 Confronto con Suliman et al. (2009)

La proposta di Suliman et al. (2009) viene applicata ai modelli di El Hajal -Thome et al. (2003) e al modello di Cavallini et al. (2006).

Applicazione al modello El Hajal - Thome et al. (2003)

Il modello di El Hajal -Thome et al. (2003) con la correzione suggerita da Suliman et al. (2009) è descritto dalla Fig. 108 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti

trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello. Rispetto al modello di El Hajal-Thome et al. (2003) si nota un netto miglioramento per le velocità di massa superiori o pari a $100 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ ma una leggera divergenza per la velocità di massa G200. I punti che prima si trovavano in un regime di deflusso anulare si trovano ora nella zona di transizione compresa tra linea di transizione stratificato ad-onde e la nuova linea di transizione proposta da Suliman. I coefficienti di scambio termico migliorano sensibilmente, soprattutto quelli con i titoli di vapore più bassi. Questo è dovuto probabilmente ad una sottovalutazione della zona di transizione da parte di El Hajal-Thome et al. (2003), che viene ampliata da Suliman et al. (2009).

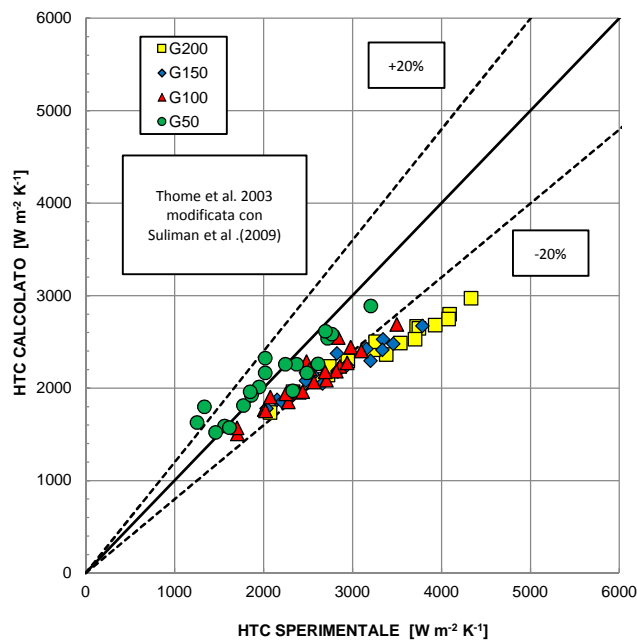


Fig. 108 Confronto dei dati sperimentali con modello di El Hajal-Thome et al. (2003) modificato con Suliman et al. (2009) in sezione da 3.38 mm

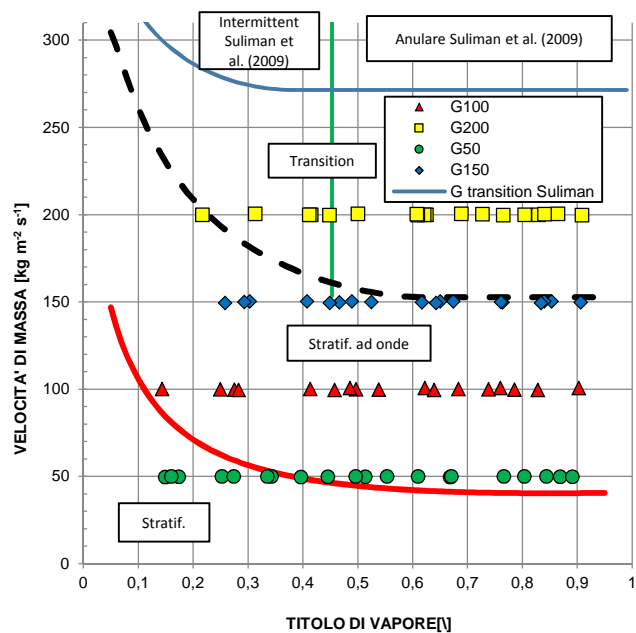


Fig. 109 Mappa dei regimi di deflusso secondo El Hajal et al. (2003) e nuova linea di transizione secondo Suliman et al. (2009)

Gli errori del modello e le deviazioni standard sono riportati rispettivamente in Tab. 21 dove si nota un miglioramento dell'errore medio assoluto del modello che passa dal 21.2% al 17.7% e la sua deviazione media standard dal 4.4% al 6.8%.

Modello: El Hajal - Thome et al. (2003)
con correzione secondo Suliman et al.

G [kg m ⁻² s ⁻¹]	\bar{e}_A	σ
50	9.2 %	9.2 %
100	16.6 %	5.3 %
150	20.6 %	6.2 %
200	24.7 %	6.3 %

Tab. 21 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di El Hajal - Thome et al. (2003) con correzione secondo Suliman et al. (2009) in sezione di misura da 3.38mm

Si nota in questo modello una maggiore concordanza tra coefficienti di scambio termico calcolati con il modello e quelli sperimentali più bassi. L'82% dei valori risulta avere errore assoluto inferiore al 25%, mentre il 56 % dei valori risulta avere un errore assoluto inferiore al 20%. In Fig. 109 viene sovrapposta la curva di transizione proposta da Suliman et al. (2009) a quelle relative a El Hajal et al. (2003) applicate alla sezione di misura da 3.38 mm. Come si può notare, alcuni valori che in El Hajal et al. (2003) erano considerati in regime di deflusso anulare completamente sviluppato ora risultano essere in un regime di transizione. La divergenza notevole che si nota per la velocità di massa $G = 200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$, in

particolare ad alti titoli di vapore è probabilmente dovuta al fatto che il modello modificato secondo Suliman et al. (2009), considerando i valori a titoli più elevati in un regime di deflusso transitorio, sottostimino il coefficiente di scambio termico che in realtà sarebbe più simile ad un regime di deflusso anulare nel caso della sezione di misura da 3.38 mm.

Applicazione al modello di Cavallini et al. (2006)

Il modello di Cavallini et al. (2006) con la correzione suggerita da Suliman et al. (2009) è descritto dalla Fig. 110, dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello. Viene inoltre calcolata una nuova linea di transizione in funzione della velocità adimensionale del gas e del parametro di Martinelli X_{tt} . Viene calcolata una nuova velocità adimensionale del gas di transizione imponendo la G_{trans} nel calcolo della nuova linea di transizione $J_{G,trans}$. La nuova curva di transizione nel modello di Cavallini et al. (2006) sarà diversa in funzione della velocità di massa, ottenendo quindi una curva per ogni portata/velocità di massa:

$$J_{G,trans} = \frac{x G_{trans}}{g d_h \rho_V [\rho_L - \rho_V]^{0.5}} \quad (6.55)$$

Si nota un innalzamento della curva di transizione per tutte le velocità di massa, che aumentano la zona ΔT -dipendente. Questo provoca un notevole miglioramento nei coefficienti di scambio termico calcolati dal modello, con evidenti riduzioni dell'errore soprattutto alle alte velocità di massa. Come si nota dalla Fig. 110, la curva risulta avere, a valori costanti del parametro di Martinelli, valori più elevati della linea di transizione. In Fig. 111, è riportato l'esempio relativo a $G = 200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. E' evidente come i valori che nel modello di Cavallini et al. (2006) ricadevano nella zona indipendente dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete, siano ora nella zona dipendente.

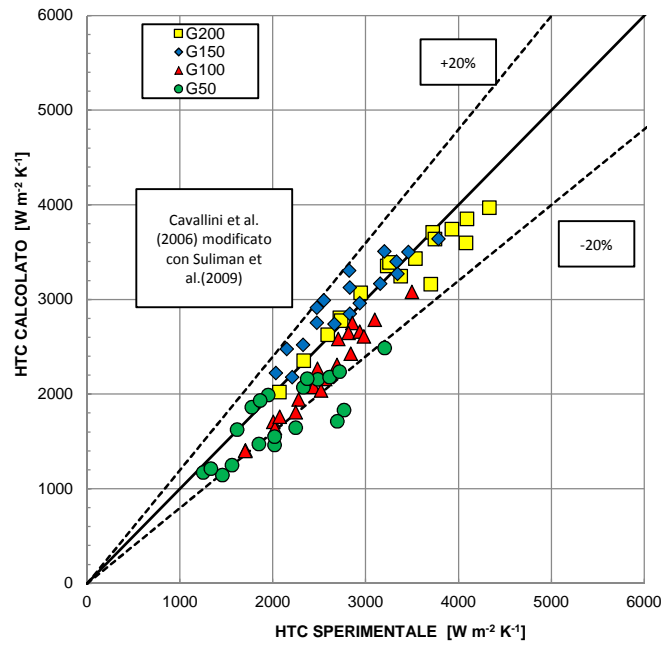


Fig. 110 Confronto dei dati sperimentali con modello di Cavallini et al. (2006) modificato con Suliman et al. (2006) in sezione da 3.38 mm

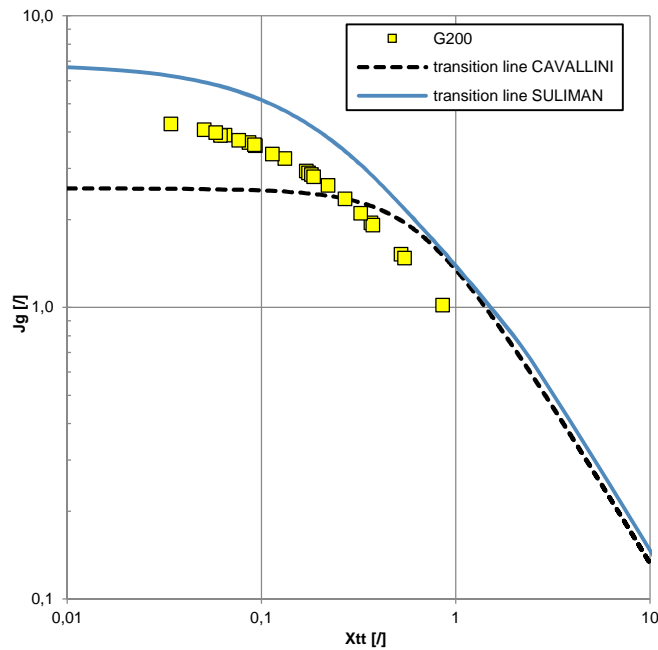


Fig. 111 Confronto tra la linea di transizione proposta da Cavallini et al. (2006) e linea di transizione proposta da Suliman et al. (2009)

In Tab. 22 sono riportati rispettivamente gli errori assoluti percentuali e le deviazioni standard del modello.

Modello: Cavallini et al. (2006) + Suliman et al(2009)		
G[kg m ⁻² s ⁻¹]	\bar{e}_A	σ
50	16.3 %	10.3 %
100	12.7 %	4.6 %
150	7.3 %	6.4 %
200	3.0 %	2.2 %

Tab. 22 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Cavallini et al. (2006) con correzione secondo Suliman et al. (2009) in sezione di misura da 3.38mm

L'errore medio assoluto del modello di Cavallini si riduce dal 17.4% al 9.8%, mentre resta all'incirca costante la deviazione standard media che varia da 6.1% a 5.9%. L'11% dei valori analizzati risulta avere un errore assoluto superiore al 20%, e un valore solo superiore al 30%. L'88 % dei valori calcolati dal modello risulta avere errore assoluto inferiore al 20%. E' evidente come l'ipotesi di Suliman di spostare la linea di transizione aumentando così la zona dipendente sia un'ipotesi valida e che la linea di transizione per il diametro considerato debba essere traslata a valori più elevati di J_G . Inoltre vi è una tendenza evidente di riduzione dell'errore all'aumentare della velocità di massa.

6.1.6 Modello di Moser et al. (1998)

6.1.6.1 Descrizione del modello

Molte delle correlazioni presenti in letteratura fanno riferimento ad un deflusso anulare. Alcune di queste correlazioni sono basate su moltiplicatori bifase, tra cui quella proposta da Akers et al. (1959) e conosciuta come modello del "Numero equivalente di Reynolds". Questo modello definisce un deflusso completamente liquido che garantisce lo stesso HTC equivalente ad un condensazione in deflusso anulare. Questo deflusso in fase liquida veniva descritto dal numero di Reynolds equivalente e usato in una equazione relativa ad un deflusso turbolento per calcolare il coefficiente di scambio termico. Moser et al. (1998) propongono una nuova correlazione per il calcolo del numero equivalente di Reynolds. Il range operativo è indicato in Tab. 23.

Autori	Fluidi	D [mm]	Ts [°C]	Titolo vapore	G [kg/m²s]
Moser et al. (1998)	R22, R134, R410A, R12,R113	4.57÷12.7	21÷56	0.1÷1.0	148÷1482

Tab. 23 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Moser et al. (1998)

Il nuovo numero equivalente di Reynolds è definito dall'equazione:

$$Re_{eq} = \Phi_{LO}^{8/7} Re_{LO} \quad (6.56)$$

$$\Phi_{LO}^2 = A_1 + \frac{3.42 A_2}{Fr^{0.045} We^{0.035}} \quad (6.57)$$

dove il numero di Froude e il numero di Weber sono definiti da:

$$Fr = \frac{G^2}{g d_h \rho_{tp}^2} \quad (6.58)$$

$$We = \frac{G^2 d_h}{\sigma \rho_{tp}} \quad (6.59)$$

mentre i termini presenti nell'Equazione 6.57 sono:

$$A_1 = (1 - x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \left(\frac{f_{VO}}{f_{LO}} \right) \quad (6.60)$$

$$A_2 = x^{0.78} (1 - x)^{0.24} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.91} \left(1 - \frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{0.70} \quad (6.61)$$

Moser et al. (1998) definirono il coefficiente di scambio termico per un deflusso bifase anulare secondo un'equazione di tipo Nusselt:

$$\alpha_{tp} = \left(\frac{\lambda_L}{d_h} \right) \left[\frac{0.0994^{C_1} Re_L^{C_2} Re_{eq}^{1+0.875C_1} Pr_L^{0.815}}{(1.58 \ln Re_{eq} - 3.28)(2.58 \ln Re_{eq} + 13.7 Pr_L^{\frac{2}{3}} - 19.1)} \right] \quad (6.62)$$

con gli esponenti pari a:

$$C_1 = 0.126 Pr^{-0.0448} \quad (6.63)$$

$$C_2 = -0.113 Pr^{-0.563} \quad (6.64)$$

Il modello tende a sottovalutare i numeri di Nusselt sperimentali con un range di validità fino a diametri di 3.2 mm. Il moltiplicatore bifase può essere calcolato secondo Zhang e Webb (2001), che proposero una equazione alternativa per il calcolo del moltiplicatore bifase utilizzabile per il calcolo dei coefficienti di scambio termico in microcanali:

$$\Phi_{LO}^2 = (1 - x)^2 + 2.87x^{-2} p_r + 1.68x^{0.8} (1 - x)^{0.25} p_r^{-1.64} \quad (6.65)$$

Questa nuova equazione viene inserita all'interno del modello di Moser et al. (1998) al fine di avere una valutazione migliore del moltiplicatore e conseguentemente dello scambio termico.

6.1.6.2 Confronto con Moser et al. (1998)

Il confronto con il modello di Moser et al. (1998) è descritto in Fig. 112 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello.

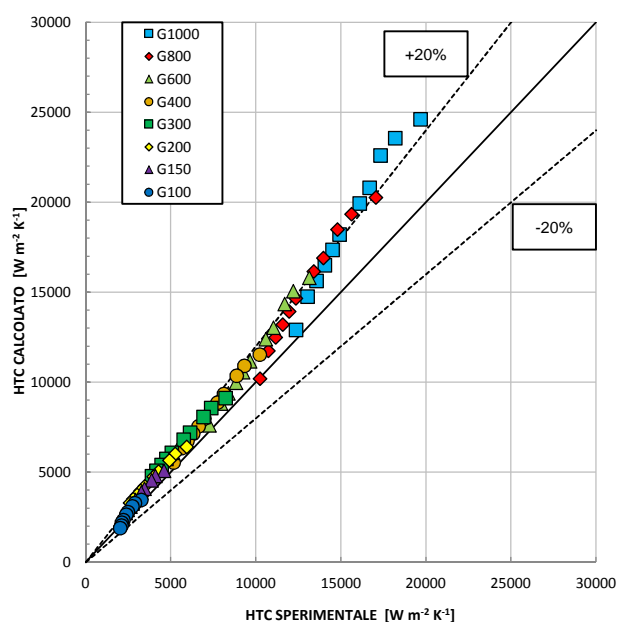


Fig. 112 Confronto dei dati sperimentali con modello di Moser et al. (1998) in sezione da 0.96 mm

Il modello, sebbene non presenti nel suo database il diametro e il fluido considerato, permette un calcolo del coefficiente di scambio termico con errore medio assoluto pari o inferiore al 20.6% per tutti i valori di velocità di massa considerati, come si evince dalla Tab. 24. Il modello tende a sovrastimare i valori dei coefficienti di scambio termico, in particolare alle portate più elevate. In Fig. 113,114,115 vengono rappresentati gli errori in funzione del titolo di vapore, della velocità di massa e della differenza di temperatura tra saturazione e parete.

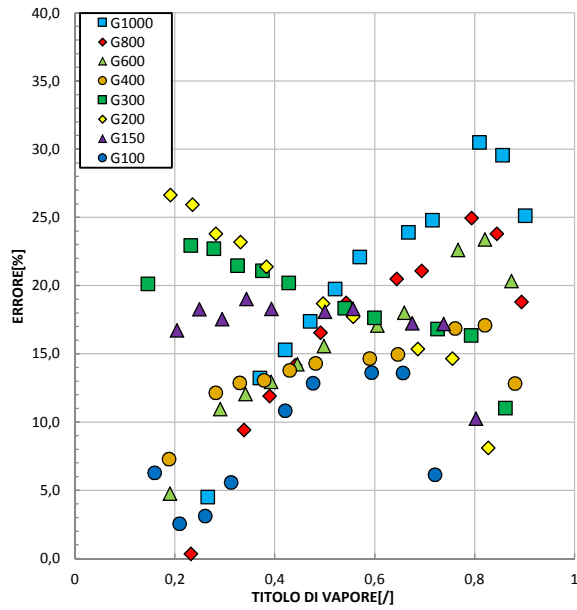


Fig. 113 Errori assoluti del modello di Moser et al. (1998) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm

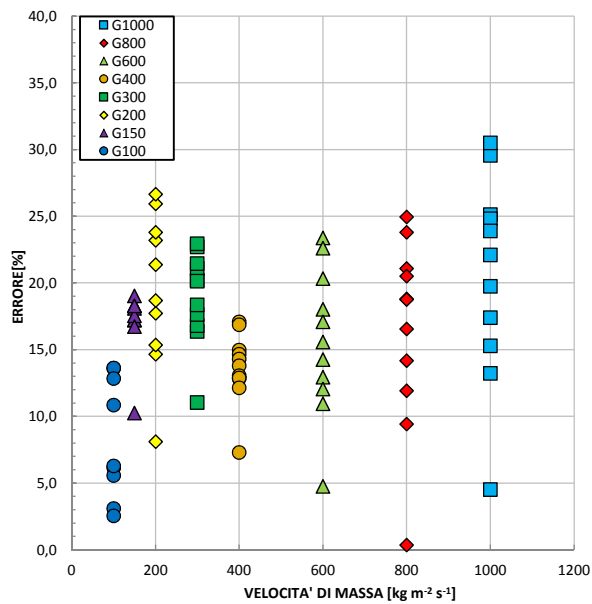


Fig. 114 Errori assoluti del modello di Moser et al. (1998) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm

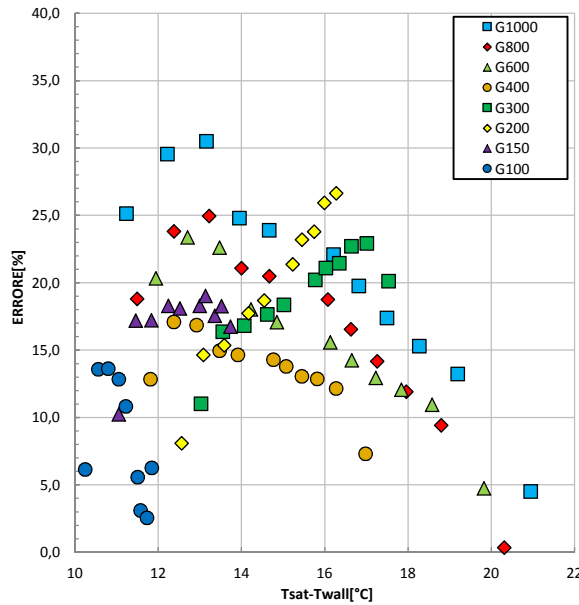


Fig. 115 Errori assoluti del modello di Moser et al. (1998) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 0.96 mm

Dalla Fig. 113 notiamo un andamento tendenzialmente decrescente all'aumentare della differenza di temperatura tra saturazione e parete per le alte velocità di massa, e andamento opposto per le basse velocità di massa. L'errore in funzione del titolo di vapore varia andamento al variare della velocità di massa. Al crescere del titolo di vapore per alte velocità di massa ho andamento crescente dell'errore, mentre un comportamento opposto per le basse velocità di massa. In Tab. 24 gli errori assoluti medi e deviazioni standard dei modelli al variare della velocità di massa. Il 71 % dei valori calcolati dal modello ha errore assoluto inferiore al 20%, mentre il 95% dei valori risulta avere errore assoluto compreso tra 20% e il 25%. L'errore medio assoluto del modello risulta 16.4%.

Modello: Moser et al. (1998)		
G [kg m ⁻² s ⁻¹]	\bar{e}_A	σ
1000	20.6 %	7.6 %
800	16.4 %	7.1 %
600	15.6 %	5.5 %
400	13.6 %	2.6 %
300	19.0 %	3.5 %
200	19.6 %	5.8 %
150	17.1 %	2.5 %
100	8.3 %	4.5 %

Tab. 24 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Moser et al. (1998) in sezione di misura da 0.96 mm

6.1.7 Modello di Shah et al. (2009)

6.1.7.1 Descrizione del modello

Il modello rappresenta un aggiornamento rispetto alla correlazione precedente descritta dallo stesso autore durante la condensazione a film. Questo nuovo modello permette di coprire un ampio intervallo di velocità di massa (anche molto basse), di pressioni ridotte e refrigeranti.

Autori	Fluidi	D [mm]	p_r	Titolo vapore	G [kg/m²s]
Shah et al. (2009)	Water, R11, R134a, R410A, R12, R113, R123, R404a, R125, R142b, R32, R502, R507, isobutane, propylene, propane, benzene, ethanol, methanol, toluene and downtherme 209	2÷49	0.0008÷0.91	0.01÷1.0	4÷820

Tab. 25 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Shah et al. (2009)

Vengono descritti due regimi di deflusso per i canali orizzontali, identificati dalla velocità adimensionale del gas J_G . Questa velocità è confrontata con una velocità di transizione definita dallo stesso autore secondo l'equazione:

$$J_G^T = 0.98 (Z + 0.293)^{-0.62} \quad (6.66)$$

con il valore Z pari a:

$$Z = \left(\frac{1}{x} - 1\right)^{0.8} p_r^{0.4} \quad (6.67)$$

Attraverso questo parametro sarà possibile definire quale regime di deflusso si ha durante la condensazione. I contributi considerati dall'autore sono due, in funzione del tipo di regime ipotizzato. Il primo contributo per il calcolo dell'HTC è dato da:

$$\alpha_I = \alpha_{LO} \left(\frac{\mu_L}{14 \mu_V}\right)^n \left[(1-x)^{0.8} + \frac{3.8x^{0.76}(1-x)^{0.04}}{p_r^{0.38}} \right] \quad (6.68)$$

dove α_{LO} è il valore utilizzato in Cavallini et al. (2006) (Equazione 6.34) e l'esponente n è descritto dall'equazione:

$$n = 0.0058 + 0.577 p_r \quad (6.69)$$

Il secondo valore è definito dall'equazione:

$$\alpha_{Nu} = 1.23 Re_L^{-1/3} \left[\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_V)g \lambda_L^3}{\mu_L^2} \right]^{1/3} \quad (6.70)$$

Il modello calcola il coefficiente di scambio termico in funzione che la velocità adimensionale del gas sia superiore o inferiore alla velocità di transizione definita dall'Equazione 6.66. I coefficienti risultano essere:

$$\alpha_{tp} = \alpha_I \quad se J_G \geq J_G^T \quad (6.71)$$

$$\alpha_{tp} = \alpha_I + \alpha_{Nu} \quad se J_G < J_G^T \quad (6.72)$$

6.1.7.2 Confronto con Shah et al. (2009)

Il confronto con il modello di Shah et al. (2009) è descritto dalla Fig. 116 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i coefficienti trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i coefficienti trovati con il modello.

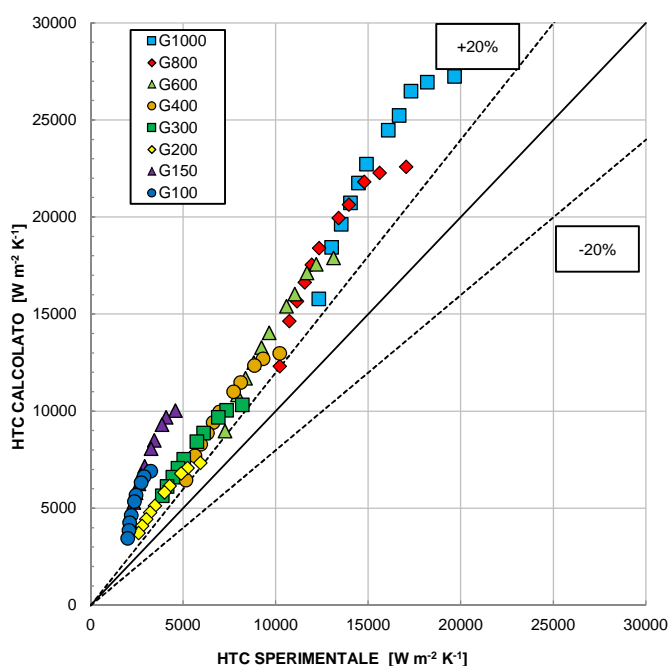


Fig. 116 Confronto dei dati sperimentali con modello di Shah et al. (2009) in sezione da 0.96 mm

Il modello sovrastima in maniera eccessiva i valori dei coefficienti di scambio termico calcolati, in maniera particolare alle alte velocità di massa. In Fig. 117,118,119 vengono rappresentati gli errori in funzione del titolo di vapore, della velocità di massa e della differenza di temperatura tra saturazione e parete.

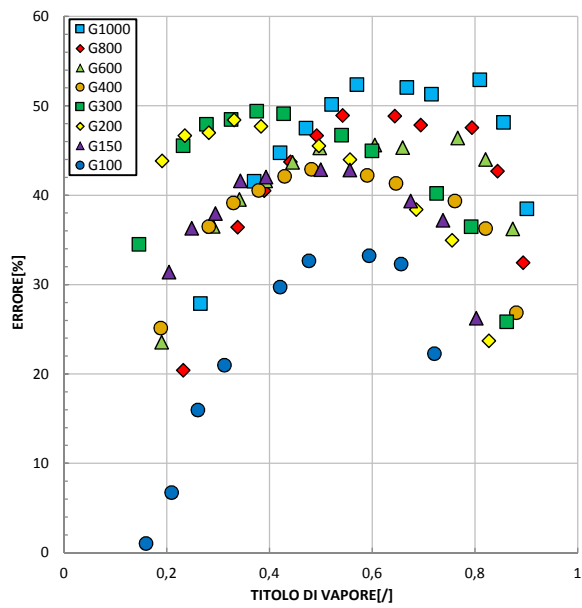


Fig. 117 Errori assoluti del modello di Shah et al. (2009) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm

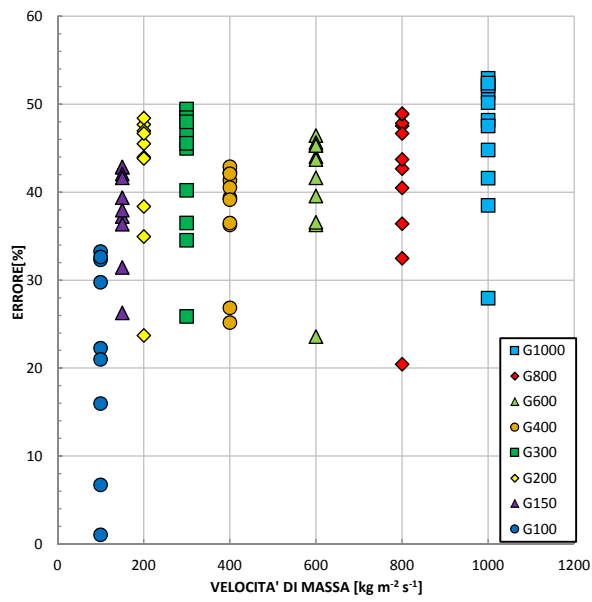


Fig. 118 Errori assoluti del modello di Shah et al. (2009) in funzione della velocità di massa in sezione di misura da 0.96 mm

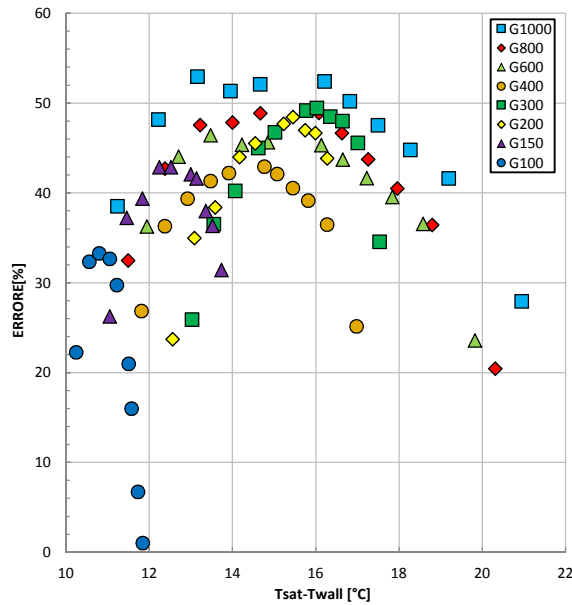


Fig. 119 Errori assoluti del modello di Shah et al. (2009) in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete in sezione di misura da 0.96 mm

L'errore assume un andamento parabolico in funzione della differenza di temperatura tra saturazione e parete, con picco massimo che varia in funzione della velocità di massa. Stesso andamento assume l'errore in funzione del titolo di vapore, con errori più piccoli ai bassi e alti titoli di vapore.

Modello: Shah et al. (2009)		
$G[\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}]$	\bar{e}_A	σ
1000	46.1 %	7.6 %
800	41.5 %	8.8 %
600	40.7 %	6.7 %
400	37.5 %	6.1 %
300	42.7 %	7.6 %
200	42.0 %	7.7 %
150	37.8 %	5.4 %
100	21.7 %	11.8 %

Tab. 26 Errori assoluti medi e deviazioni standard medie al variare della velocità di massa nel modello di Shah et al. (2009) in sezione di misura da 0.96 mm

Questo modello ha errori molto elevati se confrontati con i modelli precedentemente descritti (Cavallini et al. (2006) e Moser et al. (1998)), con l'83 % dei valori con errore superiore al 30% . Il 57 % dei valori ha errore superiore al 40%. Dato che il fluido R1270 è presente nel database di Shah et al. (2009), l'unica soluzione possibile per giustificare errori così elevati è che il diametro idraulico da 0.96 mm sia troppo piccolo rispetto all'intervallo considerato da 2 a 49 millimetri.

6.2 Modelli per le perdite di carico

Successivamente ai modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico per la sezione di misura da 3.38 mm e 0.96 mm, viene ora descritto il modello secondo Del Col et al. (2013) per le perdite di carico in sezione di misura da 0.96 mm. Le perdite di carico in deflusso bifase dipendono da 4 componenti principali: attrito, momento (dovuto all'accelerazione durante il processo diabatico) e alle variazioni di pressioni locali e statiche. Nel caso di processo adiabatico senza variazioni di geometria, le perdite di carico sarebbero da ricondurre solamente all'attrito all'interno del canale. I test effettuati per le perdite di carico hanno richiesto molto lavoro dal punto di vista delle rilevazioni, data la difficoltà di regolazione di più parametri contemporaneamente.

6.2.1 Modello di Del Col et al. (2013)

6.2.1.1. Descrizione del modello

Questo modello è un aggiornamento del modello proposto da Cavallini et al. (2004), (2005) con l'introduzione di un nuovo parametro che considera anche l'effetto della rugosità superficiale all'interno del canale in funzione del tipo di regime di deflusso che si è instaurato all'interno del canale stesso.

Autori	Fluidi	D [mm]	Ts [°C]	Ra [μm]	G [kg/m²s]
Del Col et al. (2013)	R134a, R1234yf, R32,R245fa	0.96÷2	26÷50	1.02÷2.0	200÷800

Tab. 27 Intervalli dei valori e fluidi considerati nel database di Del Col et al. (2013)

Questo modello è valido per la previsione delle perdite di carico all'interno di microcanali. Il modello di Cavallini et al. (2004),(2005) tendeva a sovrastimare le perdite di carico a bassi numeri di Reynolds liquido, con errore che tendeva ad aumentare al diminuire di Re_{LO} . Il modello considera l'effetto della rugosità superficiale sul deflusso, e quindi le perdite di carico per attrito, dovrebbero essere basse alle basse velocità di massa e ad alte viscosità della fase liquida μ_L , che implicano quindi basse perdite di carico per bassi numeri di Reynolds liquido Re_{LO} . Il modello tiene conto dell'effetto della rugosità di parete tramite il parametro X:

$$f_{LO} = 0.046(Re_{LO})^{-0.2} + 0.7 RR * X \quad (6.73)$$

dove X risulta essere:

$$X = 0 \quad se \quad Re_{LO} \leq Re_{LO+} \quad (6.74)$$

$$X = 1 \quad \text{se } Re_{LO} \geq 3500 \quad (6.75)$$

$$X = 1 + \frac{A - 0.046 Re_{LO}^{-2}}{0.7 RR} \quad \text{se } Re_{LO^+} < Re_{LO} < 3500 \quad (6.76)$$

La costante A risulta essere pari a $8.9938 * 10^{-3}$, mentre il valore del numero di Reynolds liquido Re_{LO^+} viene definito dalla relazione:

$$Re_{LO^+} = \left(\frac{A + 0.7 RR}{0.046} \right)^{-5} \quad (6.77)$$

L'equazione per investigare la perdita di pressione lineare è riportata come:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz} \right)_{f,LO} = \Phi_{LO}^2 \frac{2 f_{LO} G^2}{d_h \rho_L} \quad (6.78)$$

Il moltiplicatore bifase viene definito dalla formula:

$$\Phi_{LO}^2 = Z + 3.595 * F * H * (1 - E)^W \quad (6.80)$$

$$W = 1.398 p_R \quad (6.81)$$

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_L}{\rho_V} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0.2} \quad (6.82)$$

$$F = x^{0.9525} (1 - x)^{0.414} \quad (6.83)$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1.132} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0.44} \left(1 - \frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{3.542} \quad (6.84)$$

Viene inoltre definito il fattore di trascinamento E secondo Paleev e Filippovich (1966):

$$E = 0.015 + 0.44 \log \left[\left(\frac{\rho_{GC}}{\rho_L} \right) \left(\frac{\mu_L j_G}{\sigma} \right) 10^4 \right] \quad (6.85)$$

$$E = 0 \quad \text{se } E \leq 0 \quad (6.86)$$

$$E = 0.95 \quad \text{se } E \geq 0.95 \quad (6.87)$$

La densità omogenea del nucleo di vapore è definita dalla seguente equazione:

$$\rho_{GC} = \left(\frac{x + (1 - x)E}{\frac{x}{\rho_V} + \frac{(1 - x)E}{\rho_L}} \right) \quad (6.88)$$

Le equazioni appena descritte necessitano di un algoritmo ricorsivo per il calcolo dei due parametri E e ρ_{GC} . Il modello appena presentato può essere esteso ai bassi titoli di vapore e a basse velocità di massa ($J_G < 2.5$) con il vincolo di tenere in considerazione il valore più alto tra $(dp/dz)_f$ e il gradiente di pressione tutto liquido $(dp/dz)_{f,LO}$ per la geometria desiderata:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,LO} = \frac{2 f_{LO} G^2}{d_h \rho_L} \quad (6.89)$$

Otteniamo in definitiva:

$$f_{LO} = 0.046 \left(\frac{G d_h}{\mu_L}\right)^{-0.2} \quad se \ Re_{LO} > 2000 \quad (6.90)$$

$$f_{LO} = \frac{C}{\frac{G d_h}{\mu_L}} \quad se \ Re_{LO} < 2000 \quad (6.91)$$

La costante C è pari a 16 per geometria circolare del canale e pari a 14.3 per geometria quadrata.

6.2.1.2 Confronto con Del Col et al. (2013)

Il confronto con il modello di Del Col et al. (2013) è descritto dalla Fig. 120 dove lungo l'asse delle ascisse si pongono i gradienti di pressione trovati sperimentalmente mentre lungo l'asse delle ordinate si trovano i gradienti di pressione trovati con il modello.

Notiamo che il modello calcola in maniera egregia i valori delle perdite di carico, con errore medio per $G=400 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ pari a 7,7 % e deviazione standard pari a 6,3%, mentre per

$G=600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ l'errore medio assoluto risulta pari a 9,2% con deviazione standard pari a

6,1%. In Fig. 121 notiamo che gli errori più elevati si hanno per titoli di vapore compresi tra 0.2 e 0.5, ovviamente con più valori a velocità di massa diverse, si avrebbe un'analisi più completa del comportamento al variare del titolo di vapore. Il 92% dei valori calcolati risulta avere un errore assoluto inferiore al 20% mentre il 66% dei valori risulta avere un errore assoluto inferiore al 10%.

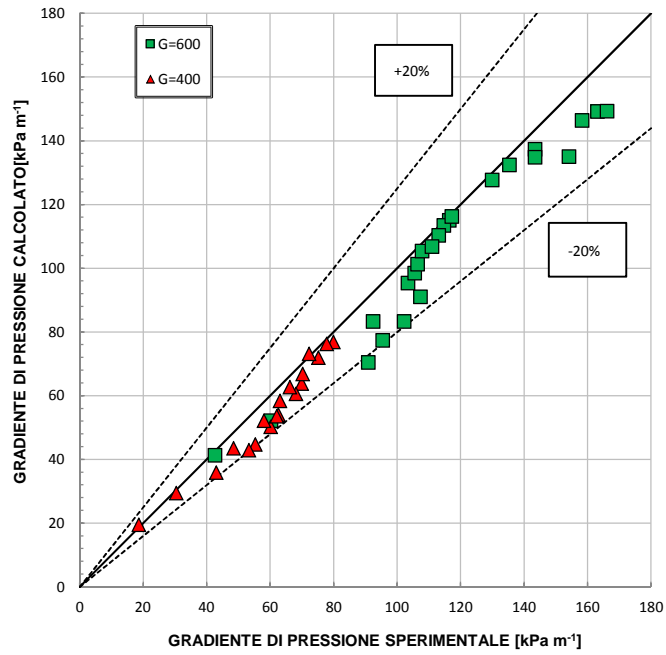


Fig. 120 Confronto dei dati sperimentali con modello di Del Col et al. (2013) in sezione da 0.96 mm per le perdite di carico

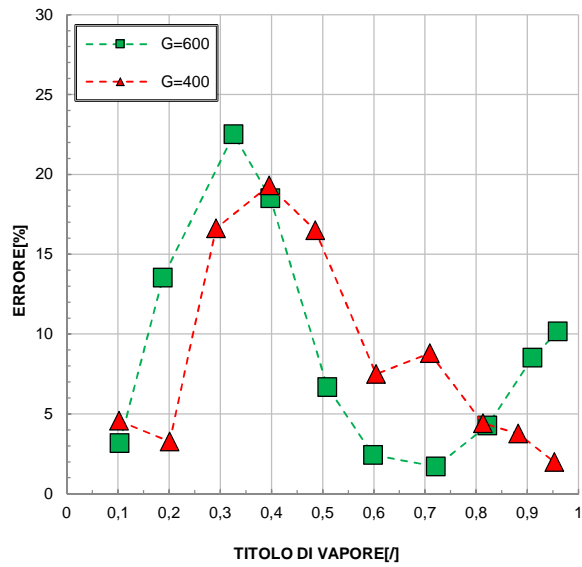


Fig. 121 Errori assoluti del modello di Del Col et al. (2013) in funzione del titolo di vapore in sezione di misura da 0.96 mm per le perdite di carico

NOMENCLATURA Capitolo 6

x	Titolo di vapore
G	Velocità di massa in $[\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})]$
g	Accelerazione di gravità in $[\text{m}/\text{s}^2]$
d_h	Diametro idraulico in $[\text{m}]$
ρ_V	Densità del vapore in $[\text{kg}/\text{m}^3]$
ρ_L	Densità del liquido in $[\text{kg}/\text{m}^3]$
X_{tt}	Parametro di Martinelli
μ_L	Viscosità dinamica del liquido in $[\text{Pa s}]$
μ_V	Viscosità dinamica del vapore in $[\text{Pa s}]$
ε_h	Grado di vuoto secondo il modello omogeneo
ε_{ra}	Grado di vuoto secondo Steiner et al.
σ	Tensione superficiale in $[\text{N m}^{-1}]$
P_L	Perimetro del canale coperto dal liquido in $[\text{m}]$
P_V	Perimetro del canale coperto dal vapore in $[\text{m}]$
P_i	Lunghezza dell'interfaccia in $[\text{m}]$
A_L	Area sezionata trasversalmente del liquido in $[\text{m}^2]$
A_V	Area sezionata trasversalmente del vapore in $[\text{m}^2]$
θ_{STRAT}	Angolo relativo al deflusso stratificato
h_{Ld}	Altezza adimensionale del film di liquido
P_{id}	Lunghezza dell'interfaccia adimensionale
We	Numero di Weber
Fr	Numero di Froude
q	Scambio termico in $[\text{W}]$
q_{crit}	Valore critico dello scambio termico in $[\text{W}]$
G_{wavy}	Velocità di transizione stratificato-ad onde anulare in $[\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})]$
G_{strat}	Velocità di transizione stratificato-stratificato ad onde in $[\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})]$
G_{mist}	Velocità di transizione da deflusso anulare a misto in $[\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})]$
G_{bubbly}	Velocità di transizione a deflusso a bolle in $[\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})]$
α_c	Coefficiente di scambio termico convettivo in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$
α_f	Coefficiente di scambio termico per condensazione a film in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$
α_{tp}	Coefficiente di scambio termico locale in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$
Re_L	Numero di Reynolds del liquido
Pr_L	Numero di Prandtl solo liquido
λ_L, k_L	Conduttività termica del liquido in $[\text{W}/(\text{m K})]$
δ	Spessore del film liquido in $[\text{m}]$
T_{sat}	Temperatura di saturazione in $[\text{°C}]$
T_{wall}	Temperatura di parete in $[\text{°C}]$
J_G	Velocità adimensionale del vapore
J_G^t	Velocità adimensionale di transizione
α_A	Coefficiente di scambio termico relativo a deflusso anulare in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$
α_D	Coefficiente di scambio termico relativo a deflusso anulare in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$
α_{STRAT}	Coefficiente di scambio termico relativo a deflusso stratificato in $[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$

α_{LO}	Coefficiente di scambio termico relativo a deflusso liquido in [W/(m ² K)]
Re_{LO}	Numero di Reynolds con deflusso considerato solo liquido
Bo	Numero di Bond
Bo_{CRIT}	Numero di Bond critico
Ga	Numero di Galileo
Fr_{so}	Numero di Froude secondo Soliman
Ja	Numero di Jacob
G_{trans}	Velocità di transizione secondo Suliman et al. in [kg/(m ² s)]
J_{Gtrans}	Velocità del gas adimensionale di transizione
Φ_{LO}	Moltiplicatore bifase solo liquido
ρ_{tp}	Densità del deflusso bifase in [kg/m ³]
f_{VO}	Coefficiente di attrito secondo Fanning solo vapore
f_{LO}	Coefficiente di attrito secondo Fanning solo liquido
A_1	Area di superficie di una singola fase in [m ²]
A_2	Area di superficie bifase in [m ²]
Re_{eq}	Numero di Reynolds equivalente
p_{crit}	Pressione critica [bar]
p_r	Pressione ridotta
Z	Parametro di correlazione di Shah
h_{LG}	Calore latente di vaporizzazione in [J/kg]
RR	Rugosità relativa del canale
X	Parametro adimensionale per la rugosità
ρ_{GC}	Densità del deflusso centrale del vapore in [kg/m ³]
α_{Nu}	Coefficiente di scambio termico secondo Nusselt in [W/(m ² K)]
HTC_{exp}	Coefficiente di scambio termico sperimentale in [W/(m ² K)]
HTC_{calc}	Coefficiente di scambio termico calcolato con il modello in [W/(m ² K)]
e_A	Errore assoluto [%]
σ	Deviazione standard media
\bar{e}_A	Errore assoluto medio [%]

7.MISURAZIONE DELLO SPESSORE DEL FILM

Alcuni modelli studiati nel capitolo 6, come Cavallini et al. (2002) e El Hajal-Thome et al. (2003) permettono il calcolo dello spessore di film di liquido. L'importanza di determinare lo spessore del film sulla superficie interna dei canali è dovuta al fatto che questo spessore costituisce una resistenza termica aggiuntiva che penalizza lo scambio termico. La conoscenza di questo film è quindi utile ai fini modellistici sia per la condensazione che per l'evaporazione. Per l'implementazione di questo metodo sono state utilizzate le immagini ottenute durante una campagna di voli parabolici dove la sezione sperimentale descritta in 2.1.1 è stata posizionata in una struttura all'interno di un Zero-G Airbus A310 per la determinazione dell'effetto della gravità sul processo di condensazione, con fluido operativo HFE 7000. Per una ottimale analisi dell'immagine è necessario l'utilizzo di speciali dispositivi di luminosità che non provochino deformazioni aggiuntive dovute ai raggi stessi, come ad esempio le luci collimate.

7.1 Sezione di misura e strumentazione

La sezione di misura utilizzata è la stessa descritta in 2.1.1, con un sistema di visione montato su tavolo ottico di dimensioni 600 x 400 mm per la visualizzazione del regime di deflusso. Il sistema lavora in due maniere differenti:

- **Visualizzazione locale:** Si utilizza una luce collimata che attraversa la sezione per la visualizzazione attraverso un primo specchio. La luce, una volta attraversato il tubo, viene rifratta da un altro specchio e catturata dall'obiettivo della camera con lunghezza focale di 100 mm che permette un campo di visione di 6.5 x 16.2 mm;
- **Visualizzazione globale:** Si utilizza una luce LED attraverso un vetro smerigliato per ottenere una distribuzione uniforme della luce e illuminare tutta la sezione dedicata alla visualizzazione. La luce passa attraverso il tubo e viene rifratto da uno specchio e catturata dall'obiettivo della camera con lunghezza focale di 35 mm che permette un campo di visione di 6.5 x 150 mm;

Per l'analisi delle immagini svolta in questo capitolo viene scelta la prima configurazione.

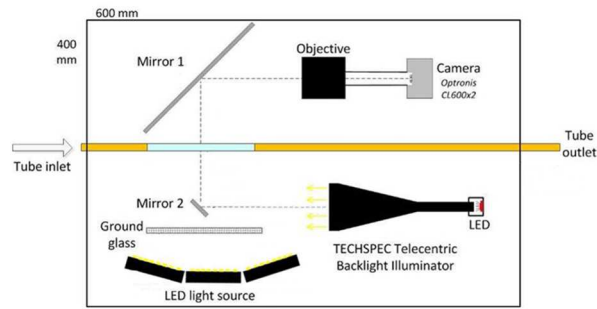


Fig. 122 Schema del sistema di visione utilizzato durante il volo parabolico

7.2 Metodo di misurazione secondo Donniacuo et al. (2015)

Numerosi studi sono stati fatti per la misurazione dello spessore del film, e molti di questi sono relativi a prove adiabatiche bifase di miscele. Tibiriça et al. (2010) descrivono le principali tecniche per grandi e piccoli canali, basati su metodi acustici, elettrici e ottici. Tra le tecniche ottiche, Hurburt e Newell (1998) svilupparono un tecnica ottica basata sulla totale rifrazione della luce, tecnica che fu migliorata da Shedd e Newell (1998). Takasama e Hazuku (2000) e Takasama e Kobayashi (2000) svilupparono una tecnica basata sullo spostamento del fuoco laser per la misurazione dinamica del film liquido. Ong e Thome (2011) svilupparono un metodo per processare le immagini determinando lo spessore del film in funzione del numero di pixels. Il metodo scelto per l'analisi delle immagini è il metodo proposto da Donniacuo et al. (2015), attraverso l'utilizzo di una high-speed camera, un sistema di acquisizione e un programma di acquisizione dati scritto in linguaggio Matlab. Varie configurazioni riguardo al posizionamento e alla strumentazione sono state analizzate da Donniacuo et al. (2015) per una adeguata visualizzazione, e dopo accurate valutazioni hanno scelto di considerare delle immagini da 1024 x 1024 pixels per avere un buon compromesso tra qualità dell'immagine e visualizzazione di ciò che accade. Una velocità di acquisizione di 2000 frames/s è stata impostata.

7.2.1 Distorsione dell'immagine

Il metodo di Donniacuo et al. (2015) considera la distorsione dell'immagine dovuta alla particolare geometria del canale e agli indici di rifrazione interposti tra camera e canale. Un semplice ma efficace metodo per conteggiare questa distorsione è stata quantificata da Fu et al. (2009) e applicata a questo metodo. Lo studio effettuato da Fu et al. (2009) ha permesso, tramite l'utilizzo di un prisma isoscele ad angolo retto combinato ad uno specchio inclinato a 45, l'ottenimento dell'immagine sia frontale che laterale di un canale scansionato da una camera, correlando in maniera soddisfacente l'immagine alle leggi della

rifrazione. Fu et al. (2009) hanno studiato il caso di un canale circolare con diametro esterno di 3 mm e interno da 1.46 mm.

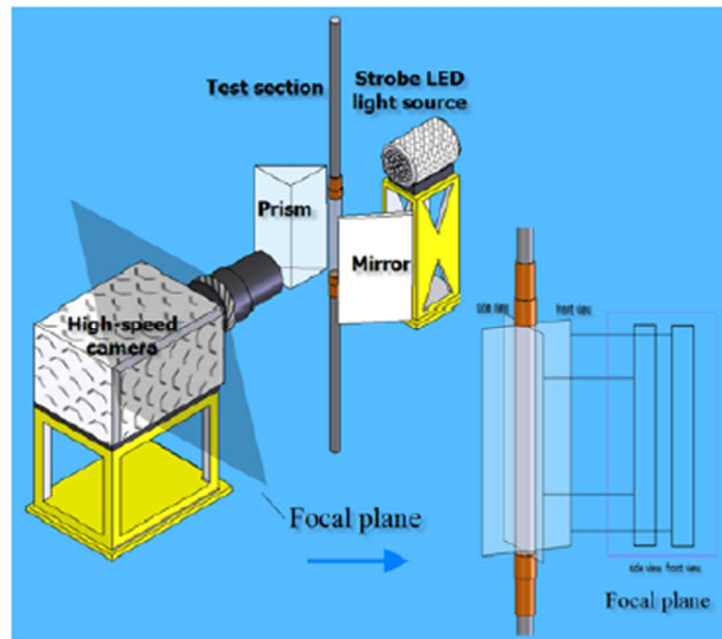


Fig. 123 Sistema di visualizzazione utilizzato da Fu et al. (2009) per la determinazione del fattore di ingrandimento e la ricostruzione 3-D dell'immagine

Il risultato è che, a causa dei fattori geometrici e di rifrazione, l'immagine del diametro interno del canale catturata dall'immagine è ingrandita all'incirca del 20% (dipendente dal rapporto tra lo spessore di parete e il raggio interno) rispetto alle dimensioni reali. E' chiaro che sia necessario avere un fattore, noto come "Fattore di ingrandimento" o "Enlargment Factor" per conteggiare la distorsione. Fu et al. (2009) forniscono un metodo molto semplice basato sulle sole leggi della rifrazione. Si consideri la Fig. 124, dove n_0 , n_1 , n_2 sono rispettivamente gli indici di rifrazione dell'aria, del materiale di cui è composto il canale e del fluido. Sia r_0 il raggio esterno del canale, r_i il raggio interno del canale. Il segmento OA delimita la distanza s , che risulta essere la distanza reale del punto dal centro del tubo (nello studio caso sarà la distanza della superficie del film di liquido dal centro del tubo) mentre OA' delimita la distanza s' che risulta essere la distanza visualizzata e quindi ingrandita sulla camera.

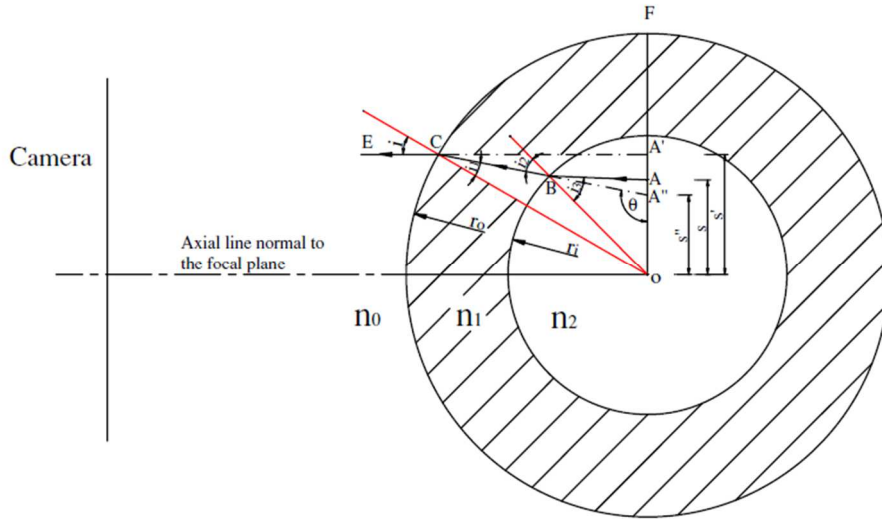


Fig. 124 Schematizzazione dell'ingrandimento dell'immagine per la geometria circolare secondo Fu et al. (2009)

Siano inoltre i_1 l'angolo \widehat{BCO} , i_2 l'angolo $\widehat{A''BO}$ e i_3 l'angolo \widehat{ABO} . L'angolo i risulta essere l'angolo di uscita del raggio rispetto alla normale del canale esterno. L'angolo i viene definito dalla relazione:

$$i = \arcsen\left(\frac{s'}{r_0}\right) \quad (7.1)$$

Attraverso le leggi della rifrazione:

$$\sin i \times n_0 = \sin i_1 \times n_1 \quad (7.2)$$

da cui si ricava l'angolo di incidenza i_1 . Applicando la regola dei seni al triangolo OCA'' si ottiene la relazione:

$$\frac{s''}{\sin i_1} = \frac{r_0}{\sin \theta} \quad (7.3)$$

con $\theta = \pi/2 - i_1 + i$. Ottengo la distanza s'' che risulta essere il prolungamento del segmento BC sull'asse trasversale del tubo identificato dal segmento OF. Applicando nuovamente la regola dei seni al triangolo OBA'' :

$$\frac{s''}{\sin i_2} = \frac{r_i}{\sin \theta} \quad (7.4)$$

ottenendo i due angoli i_2 e i_3 :

$$i_2 = \arcsin\left(\frac{s'' \sin \theta}{r_i}\right) \quad (7.5)$$

$$i3 = \arcsin\left(\frac{n_1 \sin i2}{n_2}\right) \quad (7.6)$$

da cui otteniamo la distanza s che risulta essere la distanza reale dal centro del tubo:

$$s = \frac{r_i \sin i3}{\sin(\theta + i2 - i3)} \quad (7.7)$$

Fu et al. (2009) descrivono il comportamento di tre canali con rapporti d/r_i (con d spessore di parete e r_i pari al raggio interno) al variare della distanza dal centro del canale.

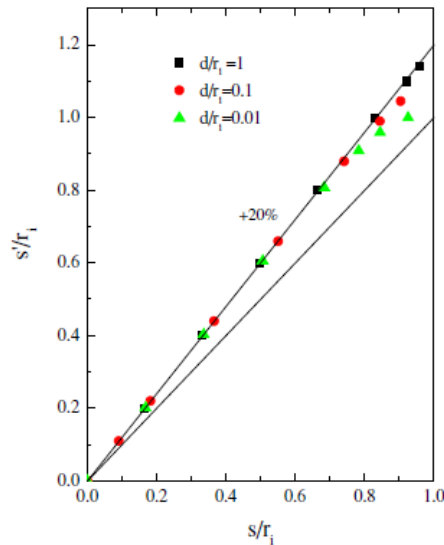


Fig. 125 Effetto del rapporto tra spessore di parete e raggio interno sull'ingrandimento dell'immagine secondo Fu et al. (2009)

Come si può notare in Fig. 125, al diminuire del rapporto tra lo spessore di parete e il raggio interno, vi è una deviazione sempre maggiore rispetto al valore del 20% di ingrandimento dell'immagine, che risulta invece per rapporti $d/r_i=1$ costante. Nel caso della sezione sperimentale utilizzata in questa tesi, il rapporto tra spessore di parete e raggio interno risulta essere pari a 0.76. Fu et al. (2009) suggeriscono di considerare un ingrandimento costante dell'immagine in un intervallo $0 < s/r_i < 0.7$, mentre per s/r_i superiori vi è un ingrandimento inferiore dell'immagine, in funzione del rapporto tra spessore di parete e raggio interno.

7.2.2 Misurazione del canale in vetro

E' necessario verificare le dimensioni esatte del tubo in vetro borosilicato. Il diametro nominale interno ed esterno sono rispettivamente 3.4 mm e 6 mm, ma dato che la misurazione del film di liquido necessiterà di un'accuratezza maggiore, si decide di

confrontare un pezzo di riferimento con diametro conosciuto con il tubo in vetro tramite un sistema di visione in Fig. 126.

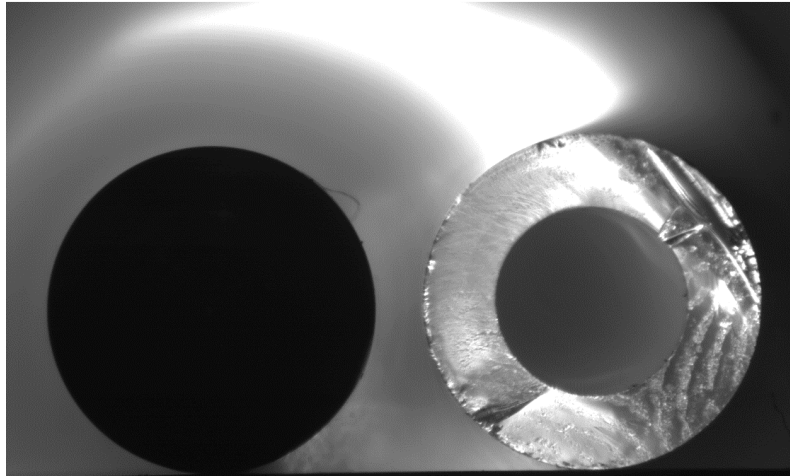


Fig. 126 Sistema di visualizzazione per il calcolo del diametro interno del tubo

Il pezzo di riferimento è una punta per foratura (precisamente il codolo della punta) con diametro nominale 5.83 mm, misurato con calibro centesimale. Tramite un'analisi dei pixel, si sono considerati tre punti della circonferenza di riferimento. Applicando una semplice regola geometrica per cui per tre punti passa una e una sola circonferenza, si è trovato il diametro in pixel del pezzo di riferimento, pari a 466 pixel. Il rapporto tra diametro in millimetri e diametro in pixel porta alla conclusione che nell'immagine 1 pixel = 0.01252 mm. Applicando la stessa regola geometrica anche al tubo in vetro e trovandone il diametro in pixel. Il risultato porta ad un diametro esterno del tubo di 477 pixel, corrispondente a 5.97 mm (contro i 6 mm dichiarati) mentre il tubo interno risulta essere pari a 272 pixel, corrispondente a 3.40 mm.

7.2.3 Analisi preliminare delle immagini

Tutte le immagini analizzate sono di dimensioni 1280 x 300 pixel e relative al volo parabolico. Attraverso Matlab è possibile analizzare l'immagine, che risulta essere in scala di grigi. Questa analisi viene svolta attraverso una funzione di Matlab ('gradient') che permette di misurare il gradiente dei pixels in funzione della scala di grigi. Attraverso i picchi di gradiente (avrò gradiente massimo quando passo da un pixel bianco ad uno nero e viceversa) e conoscendo le dimensioni del diametro esterno calcolato in 7.2.2, sarà possibile associare una lunghezza in millimetri ad ogni pixel. Le immagini acquisite presentano delle parti illuminate al centro del tubo dovute alla rifrazione, mentre altre parti illuminate adiacenti alle pareti interne che risultano essere il film di liquido.

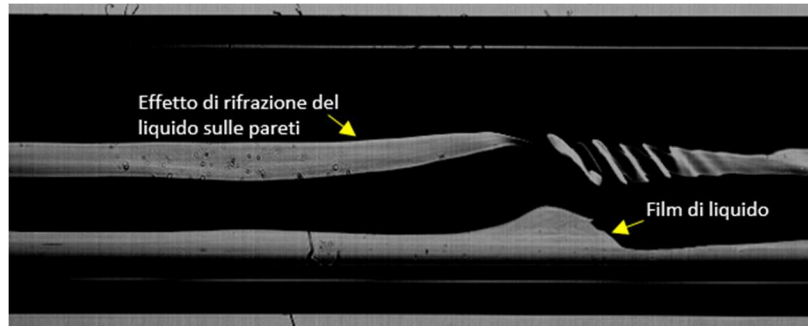


Fig. 127 Immagine relativa al volo parabolico in scala di grigi (1280 x 300) pixels



Fig. 128 Immagine binaria relativa al volo parabolico (1280 x 300) pixels

Dall'analisi effettuata su una singola immagine, si intuisce l'entità dell'ingrandimento del diametro interno. In Fig. 129 notiamo come l'effetto della luce rifratta possa causare confusione sulla determinazione del tubo interno, creando un raggio visualizzato da videocamera senza alcun valore effettivo ai fini dello scopo prefissato.

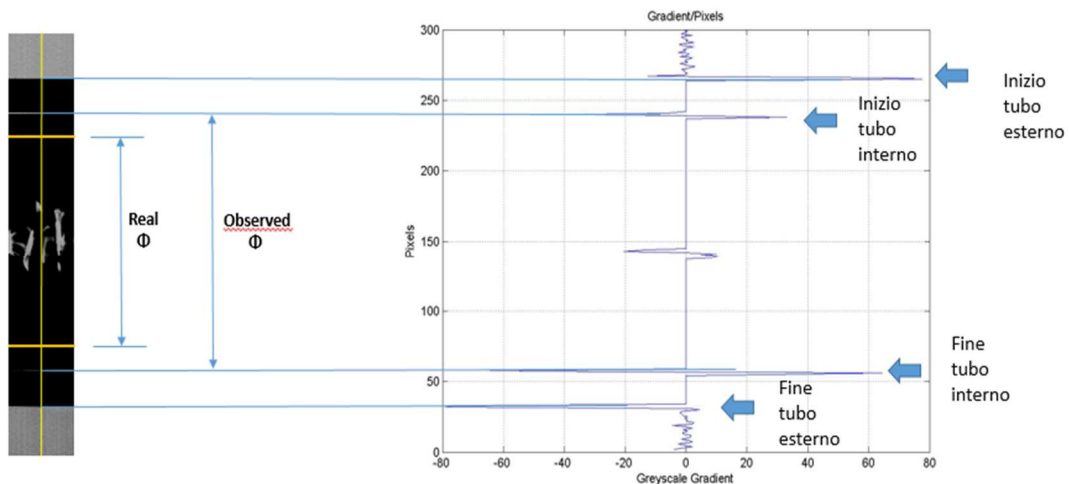


Fig. 129 Metodo per l'identificazione del diametro esterno ed interno tramite l'analisi del gradiente dell'immagine

Il diametro esterno, che non subisce deformazioni, permette di calcolare il rapporto mm/pixel che risulta essere pari a 0.0257 mm/pixel. Donniacuo et al. (2015) suggerisce di trovare i pixel relativi al diametro interno attraverso un deflusso in fase liquida, ma date le immagini è possibile calcolare il diametro interno attraverso il film di liquido durante il

deflusso anulare, in cui è presente sia un film superiore e inferiore tramite il quale si possono identificare le pareti del canale. Calcolando il numero di pixel del diametro interno, e moltiplicandoli per il rapporto mm/pixel, si nota subito che vi è una discordanza tra quello visualizzato (pari a circa 4 mm) e quello reale (3.4 mm), incrementandolo circa del 17.5 %, in accordo con la stima fatta da Fu et al. (2009). Come detto in precedenza, l'entità dell'ingrandimento dipende da rapporto tra spessore di parete e raggio interno, e risulta essere pari e costante al 20% solo per d/r_i vicini a 1. Più questo rapporto diminuisce minore è l'ingrandimento. Questo fatto è dovuto alla rifrazione della luce collimata sul vetro. Il fatto di conoscere il diametro interno con rifrazione e senza, è eseguito per verificare che si stia considerando effettivamente il diametro corretto, e non un raggio rifratto senza alcuna utilità, che comprometterebbe la misurazione. Una volta verificato che il diametro sia quello corretto, si procede al calcolo dell'Enlargment factor o fattore di ingrandimento.

7.2.4 Fattore di ingrandimento e spessore reale del film liquido

Viene calcolato il fattore di ingrandimento da applicare nella misurazione del film di liquido tramite il procedimento illustrato in 7.2.1. Partendo dal centro ipotetico del tubo, e considerando rispettivamente gli indici di rifrazione dell'aria, del vetro borosilicato, del fluido HFE 7000 e il raggio interno ed esterno del tubo, si ottiene il grafico in Fig. 130.

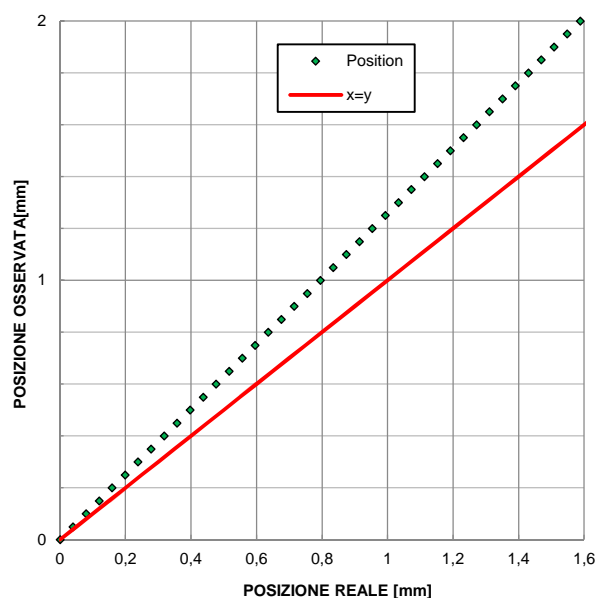


Fig. 130 Confronto tra la posizione osservata dal sistema di visualizzazione e quella reale applicando il metodo di Fu et al. (2009) alla nuova tecnica

La Fig. 130 permette di intuire come l'allargamento dell'immagine, sia costante lungo l'asse trasversale del tubo indicato dal segmento OF in Fig. 124. Il valore medio ottenuto risulta essere pari a 1.2476 con una deviazione standard della media pari a 0.0018. Questo

incremento percentuale (24.7%) è maggiore di quello del diametro interno (17.5%) perché oltre al vetro si considera la rifrazione del liquido. Il fattore di ingrandimento(EF) permette quindi di calcolare lo spessore di film reale, superiore a 0.4 mm, con la seguente formula:

$$Spessore\ film\ reale[mm] = \frac{Spessore\ film\ apparente[pixel]}{EF} * R_pixel \quad (7.8)$$

I valori degli indici di rifrazione considerati sono rispettivamente:

- $n_0 = 1.00$ (indice di rifrazione dell'aria)
- $n_1 = 1.473$ (indice di rifrazione del vetro borosilicato)
- $n_2 = 1.248$ (indice di rifrazione dell' HFE 7000 alla temperatura di 46°C)

mentre R_pixel risulta essere il rapporto tra millimetri e pixel pari a 0.0257 mm/pixel. Nei paragrafi seguenti questa tecnica di misurazione verrà definita “nuova tecnica”.

7.3 Metodo di misurazione secondo Le Nguyen et al. (2016)

Le Nguyen et al. (2016) applicano il modello proposto da Méderic et al. (2005) sviluppando una tecnica basata sulla simulazione delle traiettorie dei raggi che attraversano un tubo (Le Nguyen et al. (2016) applicano la procedura al tubo in vetro in borosilicato della sezione di misura da 3.40 mm considerata in questo studio) considerando la fonte luminosa avente raggi paralleli fra di loro. Le ipotesi di lavoro sono che il film di liquido sia all'interno del tubo e il deflusso di vapore al centro del tubo. Attraverso questo metodo, viene calcolata una curva di calibrazione che permette di dedurre l'entità di distorsione all'interno del tubo interno in funzione degli indici di rifrazione del vetro, dell'aria e del fluido presente. Le Nguyen et al. (2016) ricavano la curva di calibrazione per il canale da 3.4 mm con fluido HFE-7000 descritta in Fig. 131:

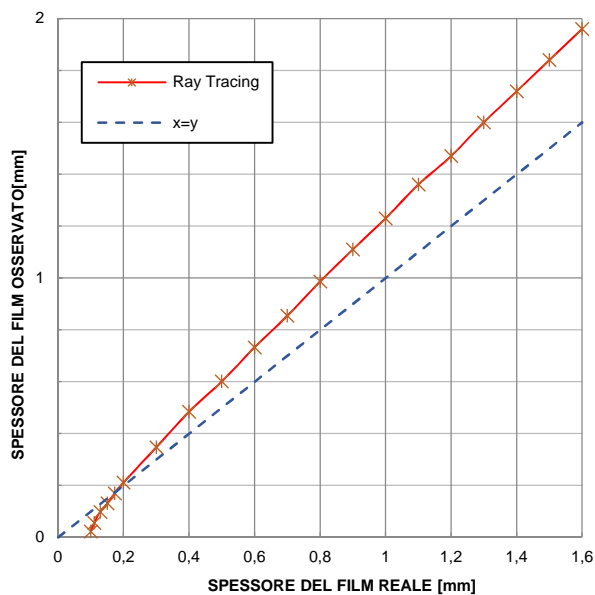


Fig. 131 Curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) per il tubo in vetro borosilicato da 3.4 mm

Si nota un ingrandimento dell'immagine per spessori superiori a 0.2 mm, ma per spessori inferiori a 0.2 mm si nota una riduzione dello spessore anziché un ingrandimento. Questo fatto era stato previsto da Fu et al. (2009) per spessori molto piccoli, il quale ingrandimento rispetto alle dimensioni reali si sarebbe ridotto al diminuire dello spessore del film. Il confronto tra le due curve è rappresentato in Fig. 132:

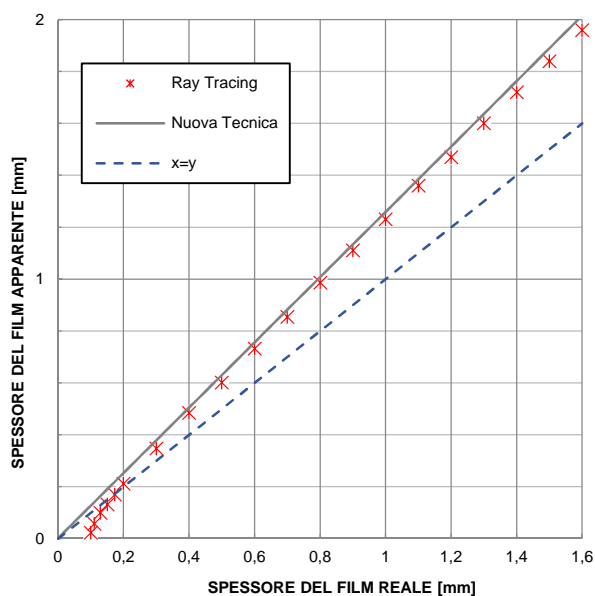


Fig. 132 Confronto tra il nuovo metodo di misurazione e la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) applicate al tubo in vetro borosilicato da 3.38 mm

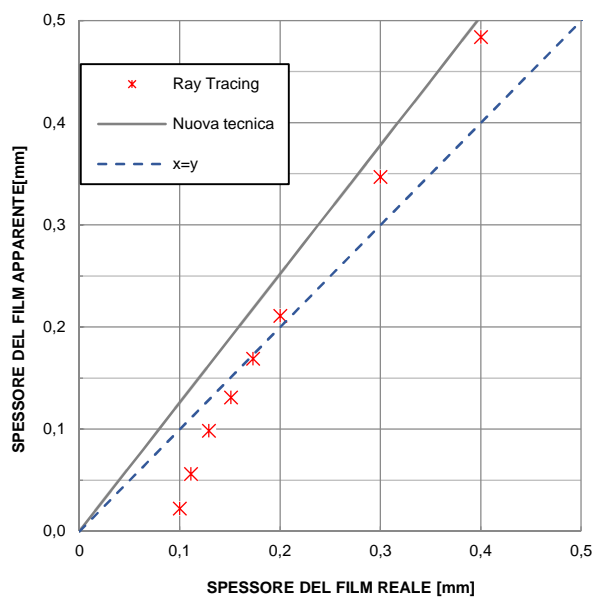


Fig. 133 Particolare per spessori di film inferiori a 0.5 mm nel confronto tra il nuovo metodo di misura e la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) applicate al tubo in vetro borosilicato da 3.38 m

La curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) considera un ingrandimento tra il (20÷24)% per spessori di liquido nell'intervallo (1.6÷0.4) mm, stima compatibile con il risultato ottenuto da Fu et al. (2009). Ad uno spessore del film apparente di 0.35 mm l'ingrandimento si riduce al 15% mentre a 0.2 mm al 5% circa. Per spessori del film, apparente inferiori a 0.2 (a circa 0.18 mm) il film di liquido risulta avere una riduzione fino al 70 % con spessori del film apparente intorno a 0.1 mm.

7.4 Tecniche di rilevazione del profilo del film

Le tecniche di misurazione affrontate nei due studi sono due:

- Misurazione del film liquido attraverso una singola immagine (Le Nguyen et al. (2016));
- Misurazione del film liquido su più immagini e media aritmetica (applicata alla nuova tecnica).

La prima tecnica è utilizzata da Le Nguyen et al. (2016), e consiste nella misurazione del film liquido in una immagine lungo la direzione assiale, determinando dei contorni e associandovi dei colori diversi nel caso di contorni della fase vapore, fase liquida e regioni di vapore e liquido. In Fig. 134 si nota il contorno della fase liquida in verde e la regione di liquido in blu. Con il colore rosso si caratterizzano le altre parti illuminate presenti nell'immagine.

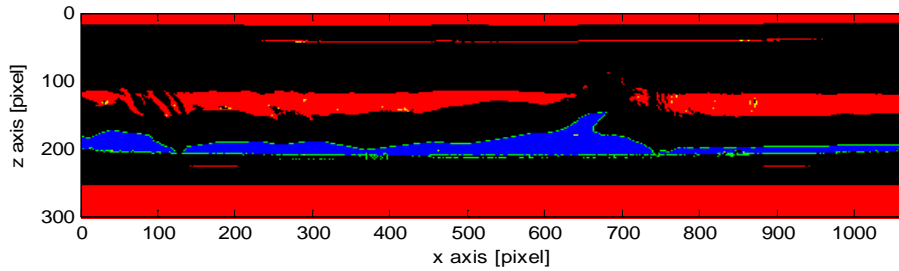


Fig. 134 Determinazione dei contorni e delle regioni di liquido secondo Le Nguyen et al. (2016)

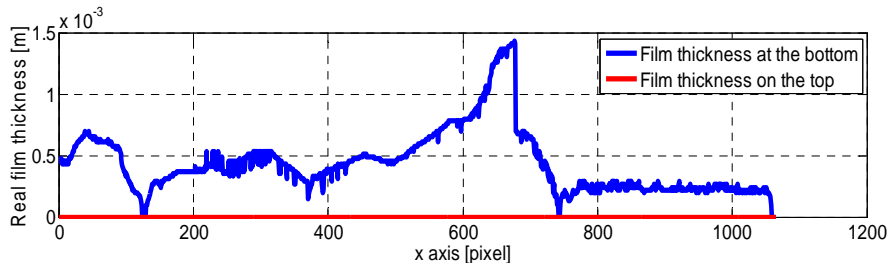


Fig. 135 Determinazione del profilo del film liquido inferiore e superiore secondo Le Nguyen et al. (2016)

Per determinare lo spessore del film di liquido, si determinano i pixel che costituiscono la parete inferiore e superiore del tubo, ottenendone la posizione tramite un'interpolazione dei pixel rilevati, e calcolando per differenza la distanza dei contorni di liquido dalla parete, si determina lo spessore definito “apparente” del film liquido. Questa operazione viene eseguita per ogni pixel lungo la direzione assiale (l'immagine in Fig. 134 è di dimensioni 300 x 1200 pixel) attraverso un algoritmo sviluppato in Matlab. Calcolato il rapporto per individuare la correlazione tra millimetri e pixel, e applicando la curva di calibrazione calcolata in 7.3, si individua lo spessore definito “reale” del film liquido. L'interpolazione per la determinazione delle pareti interne del tubo è necessaria perché le zone in cui non è presente film di liquido non permettono la determinazione del pixel in cui la parete interna è presente.

La seconda tecnica di rilevazione è stata applicata alla nuova tecnica. Si analizzano più immagini misurando lo spessore del film di liquido su una determinata posizione lungo l'asse del tubo, mantenuta fissa, analizzando ogni immagine tramite la funzione “gradient” in Matlab. Essendo l'immagine in scala di grigi (dimensioni 300 x 1280 pixel), si analizza il gradiente in un determinato intervallo di pixel in cui si suppone essere presente il film di liquido, calcolando tramite differenza tra il pixel delle pareti del tubo interno e del pixel dove si verifica il picco di gradiente (dove il film liquido inizia), lo spessore del film osservato. Per trovare lo spessore del film reale si applicherà l'Equazione 7.8. Il gradiente

del pixel è utilizzato perché in scala di grigi il liquido appare molto più chiaro rispetto alle pareti del tubo, avendo così un contrasto molto elevato e di facile rilevazione.

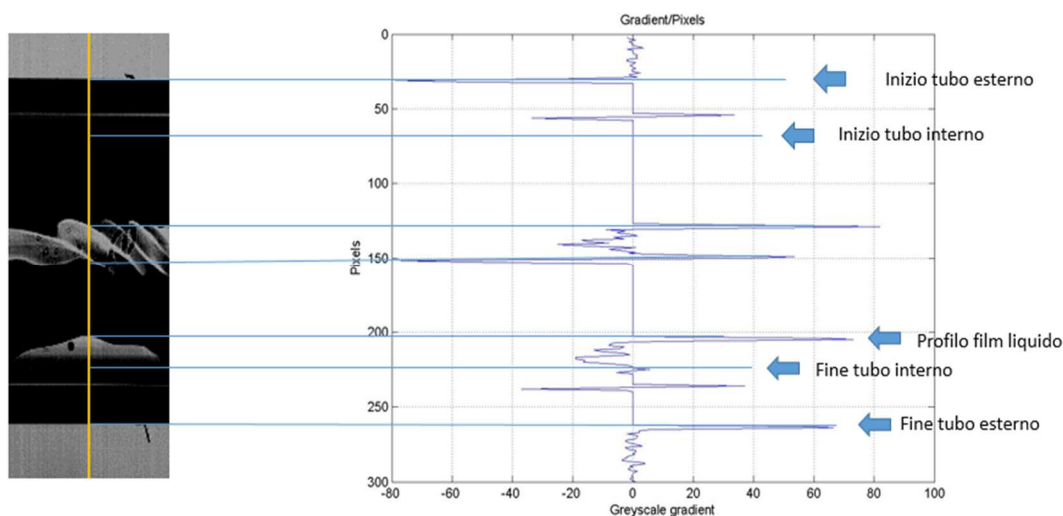


Fig. 136 Determinazione del profilo del film di liquido con la nuova tecnica di misura

Come si può notare dalla Fig. 136, le pareti interne del tubo sono difficilmente visualizzabili sia sulla parte superiore che sulla parte inferiore. La determinazione delle pareti è stata possibile solamente analizzando alcune immagini in cui vi fosse sia un film di liquido superiore che inferiore. In particolare, si nota una zona d'ombra tra la regione di liquido e la parete inferiore a causa della rifrazione. Una volta calcolato lo spessore reale su più immagini, viene effettuata una media aritmetica per la determinazione dello spessore medio del film liquido. Per la determinazione delle pareti interne vengono determinati i pixel in ogni immagine, che risultano essere pari ad un valore costante per la maggior parte delle immagini a meno di qualche pixel di scostamento dovuto principalmente a vibrazioni meccaniche agenti sull'impianto.

7.5 Confronto dei modelli di misurazione con modelli in letteratura

Le nuova tecnica viene ora confrontata con dei modelli presenti in letteratura. I modelli selezionati per il calcolo del film sono il modello di Cavallini et al. (2002) che utilizza la formula di Kosky e Staub (1971) per la determinazione dello spessore di liquido secondo l'Equazione 7.9:

$$\delta = \frac{\delta^+ \nu_L}{\left[\left(\frac{dp}{dz} \right)_f \frac{d_h}{4} \right]^{0.5}} \rho_L^{0.5} \quad (7.9)$$

con:

$$\delta^+ = \left(\frac{Re_L}{2}\right)^{0.5} \text{ per } Re_L \leq 1145 \quad (7.10)$$

$$\delta^+ = 0.0504Re_L^{7/8} \text{ per } Re_L > 1145 \quad (7.11)$$

Altro modello utilizzato per il confronto per il calcolo del film liquido è quello di El Hajal-Thome et al. (2003) tramite il quale è possibile calcolare lo spessore del film tramite l'Equazione 6.25. L'intervallo di tempo utilizzato nell'analisi è tra 2 e 5 secondi in funzione del fatto che le immagini fossero state acquisite a 1500 frames o 400 frames. Si è inoltre riscontrato che un tempo di analisi maggiore a 5 secondi non comporta una sensibile modifica dello spessore del film di liquido medio, calcolato come media aritmetica sul numero di immagini. La temperatura di saturazione durante le prove è stata tenuta costante a circa 46°C.

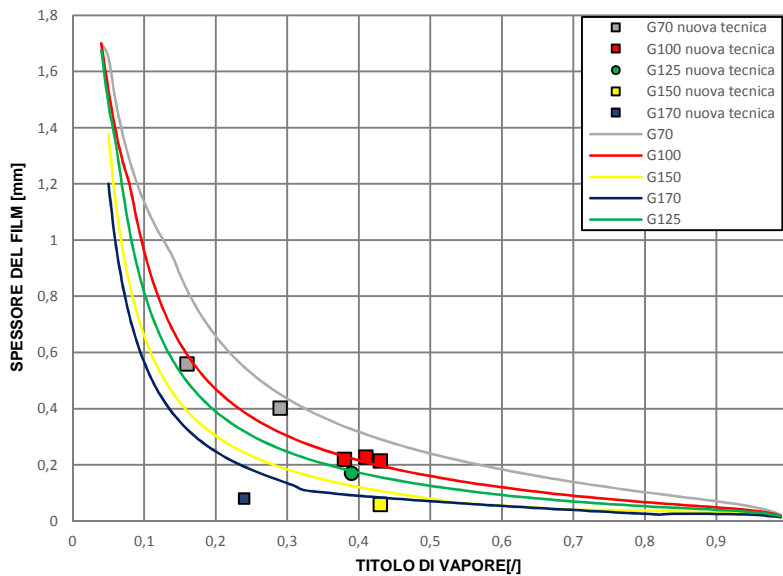


Fig. 137 Confronto tra valori calcolati con la nuova tecnica e i valori trovati con la formula suggerita da El Hajal-Thome et al. (2003)

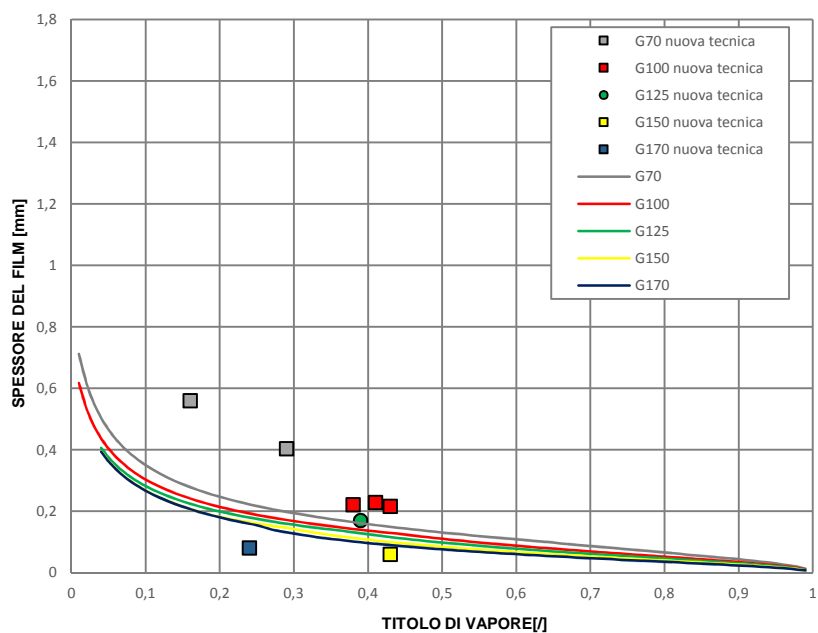


Fig. 138 Confronto tra valori calcolati con la nuova tecnica e i valori trovati con la formula suggerita da Cavallini et al. (2002)

Nel confronto tra i valori calcolati con la nuova tecnica e le Fig. 137,138 si nota una concordanza migliore con i valori suggeriti dal modello di El Hajal-Thome et al. (2003) rispetto ai valori suggeriti da Cavallini et al. (2002) . Dal confronto dei due modelli, si nota una divergenza notevole nella considerazione dello spessore di film liquido ai più bassi titoli di vapore. Questa divergenza tra le curve aumenta al diminuire della velocità di massa, come si nota dalle Fig. 139 e Fig. 140.

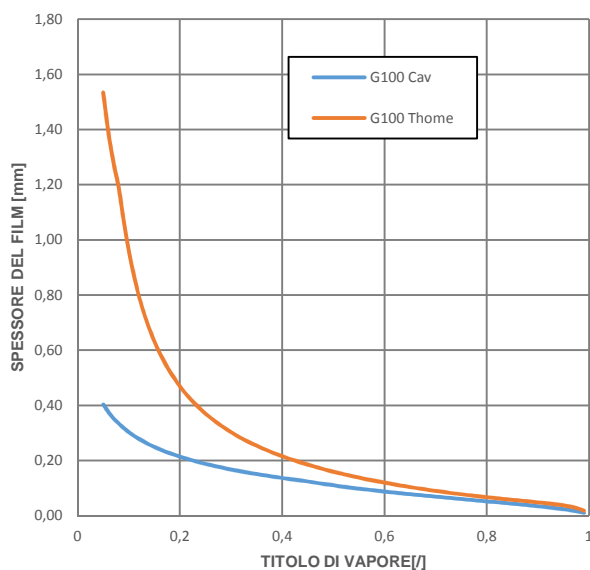


Fig. 139 Confronto dello spessore del film in funzione del titolo di vapore a $G=100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ secondo El Hajal-Thome et al. (2003) e Cavallini et al. (2002)

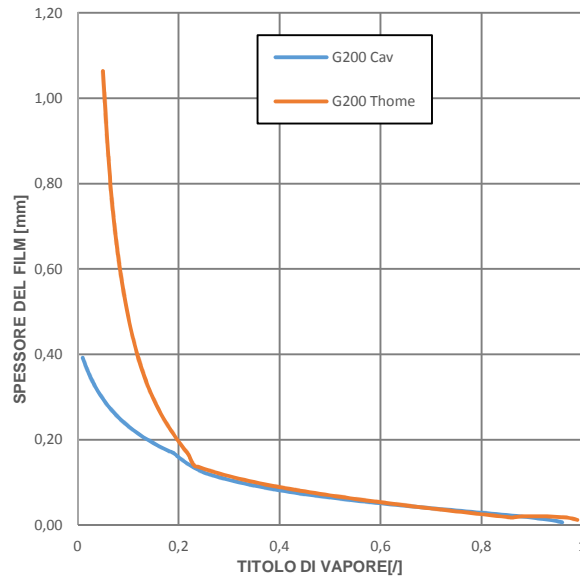


Fig. 140 Confronto dello spessore del film in funzione del titolo di vapore a $G=200 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ secondo El Hajal-Thome et al. (2003) e Cavallini et al. (2002)

Il modello di El Hajal-Thome et al. (2003) in Fig. 138, sembra calcolare in maniera migliore lo spessore del film di liquido a bassi titoli di vapore rispetto a Cavallini et al. (2002) ipotizzando in maniera più realistica che per titoli molto bassi (compresi tra 0.01 e 0.05 per le velocità di massa considerate in questo studio) e quindi vicini al regime di deflusso monofase liquido, lo spessore del film di liquido sia pari almeno alla metà del diametro del tubo, cosa che in Cavallini et al. (2002) non viene ipotizzata. In Fig. 137, si nota un buon accordo per le velocità di massa G100 e G125 calcolate con la nuova tecnica, molto vicini alla curve considerate da El Hajal-Thome et al. (2003), con errori assoluti compresi tra il 3 e il 14% per titoli di vapore compresi tra 0.38 e 0.43. Per la velocità di massa G70 si nota un buon accordo per il titolo di vapore $x=0.29$ con errore assoluto del 7%, mentre per il titolo di vapore $x=0.16$ si ottiene una sottostima dello spessore del film di liquido con errore assoluto pari al 33%. Lo spessore del liquido risulta essere sottostimato per le velocità di massa G150 e G170 con errori rispetto al modello dell'83% e del 137%. Applicando la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) agli spessori di film liquido trovati si ottengono i valori in Fig. 141, dove si vengono confrontati i valori calcolati con la nuova tecnica e quelli calcolati con la curva di calibrazione di Le Nguyen et al (2016). L'errore assoluto a G70 rispetto ai valori previsti da El Hajal-Thome et al. (2003) risulta essere quello più elevato, con errore variabile tra il 10% e il 53% mentre per G100 l'errore risulta essere compreso tra il 10% e il 24%. Errori assoluti molto bassi per le portate più alte G125

e G150, che risultano avere errore assoluto rispettivamente del 14% e del 7%. Errore pari al 41% risulta per G170.

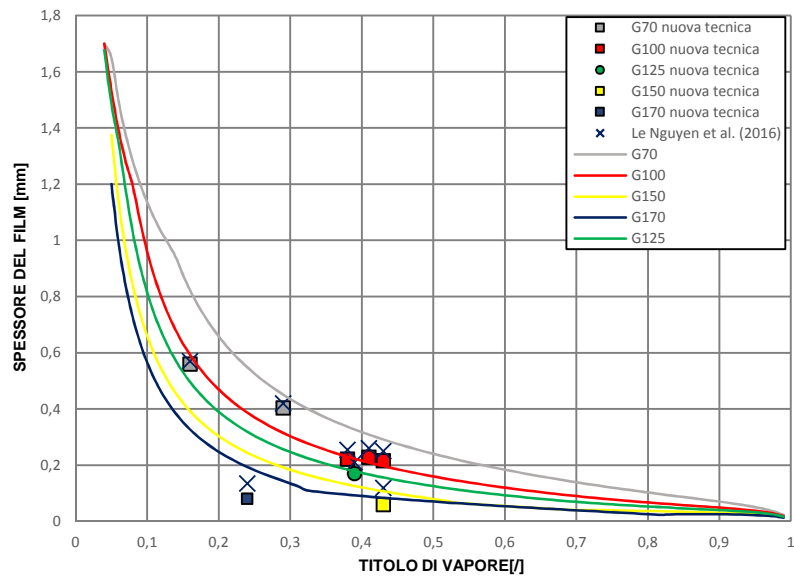


Fig. 141 Confronto tra i valori trovati con la nuova tecnica e i valori calcolati con la curva di calibrazione secondo Le Nguyen et al. (2016) con modello di El Hajal-Thome et al. (2003)

Nel confronto in Fig. 141, notiamo come i valori calcolati con la curva di calibrazione risultino più elevati rispetto a quelli calcolati con la nuova tecnica, dovuto al fatto che il fattore di ingrandimento si riduce al diminuire dello spessore. E' necessario specificare che si è considerato un modello che permette di calcolare su un intervallo molto ampio di diametri lo spessore del film di liquido, quindi gli errori sono da considerarsi come una divergenza rispetto ad un film di liquido ipotizzato.

8.CONCLUSIONI

Nella prima parte di questa tesi si è effettuata una descrizione dell'impianto utilizzato per il calcolo dei coefficienti di scambio in condensazione nelle sezioni di diametro 3.38 mm e 0.96 mm, insieme alla sezione per lo studio delle perdite di carico in condensazione da 0.96 mm. In sezione di misura da 3.38 mm con fluido operativo R134a, viene effettuata una riduzione dei dati con verifiche preliminari sulla presenza di impurezze, sulla presenza di incondensabili e delle perdite di calore verso l'ambiente con lo scopo di evitare rilevazioni errate di temperatura e pressione, insieme ad una correzione delle termocoppie di parete per tenere in considerazione la resistenza termica del rame. Il tutto è eseguito dopo una accurata calibrazione degli strumenti descritta nel capitolo 3. Prima di eseguire i test in condensazione, è stata fatta un'analisi in deflusso monofase liquido calcolando i numeri di Nusselt insieme ai coefficienti di scambio termico, sia sperimentali che teorici, trovando un buon accordo con la correlazione di Gnielinski. Una volta analizzati tutti i valori in monofase liquido, si sono eseguiti i test per valutare i coefficienti di scambio termico in condensazione. Si è visto come i coefficienti aumentano con l'aumentare delle velocità di massa a $G=100,150,200 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ e all'aumentare del titolo di vapore. Un'evidente dipendenza dalla differenza di temperatura tra saturazione e parete è stata riscontrata per la velocità di massa $G=50 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$. Oltre all'analisi del coefficiente in funzione del titolo di vapore, della velocità di massa e della differenza di temperatura di saturazione e parete, gli effetti della variazione dei titoli nei settori, le temperature medie dell'acqua e della portata d'acqua sono stati studiati. Il valore di incertezza estesa massima del coefficiente di scambio termico è del 7.9% con indice di confidenza del 95.4%, mentre le incertezze medie estese variano dal 3 al 5% per tutte le velocità di massa considerate. Durante i test in condensazione sono stati acquisiti dei video tramite High Speed Camera al variare delle condizioni operative e si sono analizzati i regimi di deflusso che si sono verificati, con un'analisi il più possibile oggettiva. I regimi di deflusso riscontrati sono "slug", stratificato, stratificato ad onde e anulare e vengono confrontati con delle mappe presenti in letteratura. I regimi di deflusso visualizzati hanno un buon accordo con le mappe di El Hajal et al. (2003) e Cavallini et al. (2002), con alcune discordanze nelle zone di transizione. Vengono poi descritti nel capitolo 6 alcuni modelli presenti in letteratura per il calcolo dei coefficienti di scambio termico e confrontati con i coefficienti di scambio termico sperimentali. Tra i modelli implementati, quello di Cavallini et al. (2006) modificato con la nuova correlazione di Suliman et al. (2009) e il modello di Cavallini et al. (2002) presentano i migliori accordi tra coefficienti

sperimentali e calcolati. Si è poi analizzato il comportamento del propilene nelle sezioni da 0.96 mm per lo studio dello scambio termico e delle perdite di carico. Una volta verificata la corretta calibrazione degli strumenti di misura e la presenza del solo propilene nell'impianto, si sono eseguiti i test in condensazione nella sezione di misura per lo scambio termico. I risultati ottenuti a velocità di massa variabili nell'intervallo $100 \div 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$ sono stati confrontati nel capitolo 6 con i modelli Cavallini et al. (2006), Shah et al. (2009), Moser et al. (1998); quest'ultimo risulta stimare meglio i valori sperimentali del coefficiente di scambio termico. Per quanto riguarda il comportamento del propilene dal punto di vista delle perdite di carico in sezione da 0.96 mm, si è verificato in primo luogo che le perdite di carico rilevate dagli strumenti durante deflusso monofase siano coerenti con le correlazioni presenti in letteratura, come quelle di Blasius, Churchill e Hagen Poiseuille, sia in deflusso di liquido che vapore. Una volta fatta la verifica, si sono eseguiti i test a vari titoli di vapore, mantenendo le condizioni di adiabaticità lungo la sezione di misura. I risultati sperimentali sono stati confrontati nel capitolo 6 con il modello di Del Col et al. (2013), ottenendo un buon accordo con quelli calcolati. Il flesso della curva delle perdite di carico a velocità elevate, tipico degli idrocarburi, è stato riscontrato. Questo comportamento è dovuto alla bassa densità del liquido degli idrocarburi che porta al distacco di gocce di liquido durante il deflusso e conseguente trascinamento da parte del vapore, aumentandone la densità, con conseguente calo del gradiente di pressione. Nel capitolo 7 è stata proposta una nuova tecnica di misurazione dello spessore di film liquido relativa alla sezione di misura da 3.38 mm, basata su studi teorici secondo Fu et al. (2009) e sulla tecnica di Donniacuo et al. (2015). Le immagini analizzate sono quelle riferite alla sezione in vetro borosilicato per la visualizzazione del regime di deflusso effettuate durante una campagna di voli parabolici. A causa della particolare geometria del canale e degli indici di rifrazione, i raggi vengono deviati e l'immagine risulta deformata, quindi viene implementato un programma in linguaggio Matlab per l'analisi delle immagini che tiene conto di questa deformazione secondo lo studio di Fu et al. (2009). Viene descritta anche la curva di calibrazione per determinare l'entità della distorsione secondo Le Nguyen et al. (2016), calcolata attraverso una simulazione dei raggi deformati dalla geometria e dagli indici di rifrazione. La nuova tecnica basata su Fu et al. (2009) ha dimostrato di essere efficace per spessori superiori a 0.4 mm se confrontato con il metodo di Le Nguyen et al. (2016), mentre presenta errori via via più elevati al diminuire dello spessore. Viene proposto un confronto tra le due tecniche di misurazioni e i modelli presenti in letteratura

come Cavallini et al. (2002) e El Hajal-Thome et al. (2003) per la determinazione dello spessore del film liquido. Per le basse velocità di massa analizzate, El Hajal-Thome et al (2003) ha mostrato il miglior accordo con i dati sperimentali.

BIBLIOGRAFIA

- Akers et al. "Condensing Heat Transfer Within Horizontal Tubes". In: *Chemical Engineering Progress Symposium Series 55.29*, pp 171-176 (1959).
- Barnea et al. "Flow pattern in horizontal and vertical two phase flow in small diameter pipes". In: *Canadian Journal of Chemical Engineering*. 61(5): pp.617-620,(1983).
- Cavallini A. et al. "Experimental Investigation on Condensation Heat Transfer and Pressure Drop of New HFC Refrigerants(R-134°,R-125,R-32,R-410°,R-235ea) in a Horizontal Tube". In : *International Journal of Refrigeration 24*, pp 146-161(2001).
- Cavallini A. et al. " Condensation of Halogenated Refrigerants Inside Smooth Tubes". In: *HVAC&RESEARCH*,8:4(2002),pp. 429-451.
- Cavallini A. et al. "Measurement of pressure gradient during two-phase inside multiport mini channels". In: *Proceedings of the Third International Symposium on Two-Phase Modelling and Experimentation, Pisa, Italy (2004)*.
- Cavallini A. et al. "Two-phase frictional pressure gradient of R236ea, R134a and R410A inside multi-port mini-channels". In: *Exp. Therm. Fluid Sci.* 29(7), pp 861-870 (2005).
- Cavallini Alberto et al." Condensation in Horizontal Smooth Tubes: A new heat transfer model of Heat Exchangers design". In: *Heat Transfer Engineering 27.8(2006)*, pp 31-38.
- Collier J.G,Thome J.R. "Convective Boiling and Condensation third ed.", *Oxford University Press, Oxford, 1994*.
- Del Col D. et al."Experiments and updated model for two phase frictional pressure drop inside minichannels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 67(2013)*, pp 326-337.
- Del Col D. et al. "Comprehensive experimental investigation of two-phase heat transfer and pressure drop with propane in a minichannel". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 47(2014)*, pp 66-84.
- Dobson M.K., Chato J.C "Condensation in smooth horizontal tubes".In : *J. Heat Transfer 120(1998)*, pp 193-213.
- Donniacuo A. et al. "Film Thickness measurements for annular flow in minichannels: Description of the optical technique and experimental results" In : *Experimental Thermal and Fluid Science 69(2015)*, pp 73-85.
- El Hajal J.,Thome J.R. et al. "Condensation in horizontal tubes, part 1:two phase flow pattern map". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer 46(2003)*, pp 3349-3363.
- Fu X. et al. " 3D visualization of two phase flow in the micro-tube by a simple but effective method". In : *Journal of Micromechanics and Microengineering*,19(2009)
- Fridel L."Improved Friction Pressure Drop Correlations for Horizontal and Vertical Two Phase Pipe Flow". In: *European Two-Phase Flow Group Meeting, paper E2*.

Garimella S., Fronk B.M., Milkie J.A., Keinath B.L. "Versatile models for condensation of fluids with widely varying properties from the micro to macroscale". In: *15th International Heat Transfer Conference, IHTC15-10516*.

Haricican T., Garimella S. "A comprehensive flow regime map for microchannel flow boiling with quantitative transition criteria". In: *International Journal of Heat and mass Transfer* 53, 2694-2702, 2010.

Hewitt G.F. "Gas-liquid flow 2.3.2". In: *HEDH(1987)*.7

Hurlburt E.T., Newell T.A. "Optical Measurement of liquid film thickness and wave velocity in liquid film flows". In: *Exp. Fluid* 21, pp 357-362(1989).

Jaster H., Kosky P.G. "Condensation heat transfer in a mixed flow regime". In: *International Journal of Heat and mass Transfer*, vol. 19, pp. 95-99(1976).

Kandlikar S.G., Grande W.G. "Evolution of microchannel flow passages- thermohydraulic performance and fabrication technology". In: *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition(2002)*.

Kattan et al. "Flow boiling in horizontal tubes:Part 1-Development of a diabatic two-phase flow pattern map". In: *J. Heat Transfer* 120(1998),pp 140-147.

Kattan et al. "Flow boiling in horizontal tubes:Part 2-New heat transfer data for five refrigerants". In: *J. Heat Transfer* 120(1998),pp 148-155.

Kattan et al. "Flow boiling in horizontal tubes:Part 3-Development of a new heat transfer model based on flow pattern". In: *J. Heat Transfer* 120(1998),pp 156-155.

Kew P.A., Cornwell K. "Correlation for the prediction of boiling heat transfer in small diameter channels". In: *Applied Thermal Engineering* 17, pp 705-715 (1997).

Kosky P.G., Staub F.W. "Local Condensing Heat Transfer Coefficients in the Annular Flow Regime". In: *AICHE Journal* 17:1037-1043(1971)

Labuntsov D.A. "Heat transfer in film condensation of steam on a vertical surface and horizontal tubes". In: *Teploenergetika* 4(7),pp 72-80(1957).

Le Nguyen L.P. et al. "Experimental investigation of film thickness during condensation in microgravity". In: *Two Phase Systems for Ground and Space Applications*", Marseille,(2016).

Matkovič et al. "Experimental study on condensation heat transfer inside a single circular minichannel". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52,(2009).

Milkie J., "Condensation of hydrocarbons and zeotropic hydrocarbon/refrigerant mixtures in horizontal tubes". In: *Ph.D. Thesis, Georgia Institute of Technology*, (2014).

Milkie J.A. et al. "Flow regimes and void fractions during condensation of hydrocarbons in horizontal smooth tubes". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 92,pp 252-257(2016).

Moser K.W., Webb Ralph L., and B.Na. "A New Equivalent Reynolds Number Model for Condensation in Smooth Tubes". In: *Journal of Heat Transfer* 120 pp. 410–417(1998).

Nema G., Garimella S. e Fronk B., "Flow regime transitions during condensation in Microchannels". In: *International Journal of Refrigeration*. 40: pp. 227-240 (2014).

Okawa T., Ishida T., Kataoka I. and Mori M. "Bubble rise characteristics after the departure from nucleation site in vertical upflow boiling of subcooled water". In: *Nucl. Eng. Design* 235 1149-61(2005).

Ong C.L., Thome J.R. "Macro to microchannel transition in two-phase flow: Part 1- Two phase flow patterns and film thickness measurements". In: *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35, pp 37-47(2011).

Paleev I.I., Filippovich B.S. "Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9, pp 1089-1093(1966).

Rabas T.J., Arman B. "Effect of the Exit Condition on the Performance of In-Tube Condensers". In: *Heat Transfer Engineering*, 21:4-14(2000).

Rawlings J.O., Pantula S.G., Dickey D.A. "Applied Regression Analysis", Springer, New York (1998)

Rouhani Z., Axelsson E. "Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions". In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 13, pp 383-393(1970).

Schleicher et al. "Design of an optical tomograph for the investigation of a single and two-phase pipe flows". In: *Meas. Sci. Technol.* 19 09006 (2008).

Shah M.M. "An Improved and Extended General Correlation for Heat Transfer During Condensation in Plain Tubes". In: *HVAC&R Research* 15.5, pp. 889–913(2009).

Shedd T.A., Newell T.A, "Automated optical liquid film thickness measurement method". In: *Rev. Sci. Instrum.* 69, pp 4205-4213.(1998)

Soliman H, "On the annular to wavy flow pattern transition during condensation inside horizontal tubes". In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. 60(4): pp. 475-481(1982).

Suliman et al." Improved flow pattern for accurate prediction of the heat transfer coefficients during condensation of R-134a in smooth horizontal tubes and within the low-mass flux range". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52, pp 5701-5711(2009).

Takasama et al. "Measurement of interfacial configuration of bubbly flow under normal and microgravity conditions using stereo image-processing method". In: *Trans. Japan Soc. Mech. Eng. B* 63, pp 396-403(1997).

Tamasaka T., Tomiyama A. "Three dimensional gas-liquid two-phase flow in a C-shaped tube". In: *9th International Topical Meeting on Nuclear Reactor thermal Hydraulics*, pp 3-8(1999).

Tamasaka T., Kobayashi K. “Measuring interfacial waves on film flowing down tube inner wall using laser focus displacement meter”. In: *International Journal Multiphase Flow* 26, pp 1493-1507(2000).

Tamasaka T., Hazuku T. “Measuring interfacial waves on film flowing down a vertical plate wall in the entry region using laser focus displacement meters”. In: *International Journal Multiphase Flow* 43, pp 2807-2819(2000).

Thome J.R., El Hajal J. “Two-phase flow pattern map for evaporation in horizontal tubes: latest version”. In: *Proceedings of the 1st International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Kruger Park, South Africa, vol.1(2002)*, pp.182-188.

Thome J.R., El Hajal J., et al. “Condensation in horizontal tubes, part 2:new heat transfer model based on flow regimes”. In:*International Journal of Heat and Mass Transfer* 46(2003), pp 3365-3387.

Tiribičà et al. “Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems”. In: *Exp. Therm. Fluid Sci.* 34, pp 463-4738(2010).

Webb R.L., Lee H. “Braze Aluminum condensers for residential air conditioning”. In: *J. Enhanc. Heat Transfer* 8(1), pp 1-13(2001).

Zhang M. “A new Equivalent Reynolds Number Model for Vapor Shear-Controlled Condensation Inside Smooth and Micro-Fin Tubes”. *Pennsylvania State University, University Park(1998)*.

Zhang M., Webb R.L. “Correlation of Two-Phase Friction for Refrigerants in Small-Diameter Tubes”. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 25, pp. 131–139(2001).

Zurcher et al. “Evaporation of ammonia in a smooth horizontal tube: heat transfer measurements and predictions”. In: *J.Heat Transfer* 121, pp 89-101(1999).

RINGRAZIAMENTI

Alla fine di questo lungo percorso sono molte le persone che devo ringraziare, e mi permetto di partire dalla mia famiglia. A Paolo e Manuela che mi hanno sopportato nonostante i miei difetti (parecchi) e i momenti difficili, per avermi sponsorizzato costantemente per raggiungere questo traguardo e per avermi sempre voluto bene. Alla mia sorellona Francesca, che vedo poco ma so che mi è sempre vicino e pronta ad un consiglio. Alle mie zie Stefania, Floria ed Elena, alle quali sono più legato come figlio che nipote. Un ringraziamento e un pensiero speciale va alle mie due nonne Emma ed Eufrasia, dedico a loro questo lavoro di tesi per avermi dimostrato come affrontare la vita anche nei momenti più duri. Per il lavoro svolto in questa tesi ringrazio il Prof. Del Col per l'opportunità di svolgere questo studio e all'Ing. Marco Azzolin per avermi seguito e insegnato costantemente ogni giorno con pazienza e dedizione, gli auguro una carriera ricca di successo, se lo merita. Un ringraziamento va anche agli ingegneri Stefano Bortolin e Paolo Toninelli, che mi hanno aiutato nel lavoro con pareri e consigli importanti. Grazie anche a tutti i miei amici più stretti, sia quelli che conosco da una vita sia quelli che ho conosciuto recentemente. Non sono di molte parole si sa, ma un "grazie" è dovuto a tutti coloro che mi hanno accompagnato in questo percorso, e che non posso ringraziare di persona per i più svariati motivi. Un ringraziamento egoista va anche a me stesso, per non aver mollato anche quando sembrava la soluzione più semplice.