

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS Y MOTORES TÉRMICOS



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA

CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA TRANSFERENCIA DE
CALOR EN FLUJO EVAPORATIVO EN CULATAS DE MCIA

TESIS DOCTORAL

Presentada por

Omar Cornejo Luna

Dirigida por:

Dr. D. Antonio J. Torregrosa Huguet

Valencia, junio de 2015

TESIS DOCTORAL

CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA TRANSFERENCIA DE CALOR EN FLUJO EVAPORATIVO EN CULATAS DE MCIA

Presentada por:

D. Omar Cornejo Luna

en el

Departamento de Máquinas y Motores Térmicos de la
Universitat Politècnica de València

para la obtención del grado de

Doctor por la Universitat Politècnica de València

TRIBUNAL CALIFICADOR:

Presidente:	Dr. D. Jaime Alberto Broatch Jacobi
Secretario:	Dr. D. Juan José Hernández Adrover
Vocal:	Dr. D. Pedro Acisclo Rodríguez Aumente

EVALUADORES EXTERNOS:

Evaluador 1:	Dr. D. Octavio Armas Vergel
Evaluador 2:	Dr. D. José Enrique Juliá Bolívar
Evaluador 3:	Dr. D. Pedro Acisclo Rodríguez Aumente

Valencia, junio de 2015

Resumen

La presión actual para reducir cada vez más las emisiones de CO₂ de los motores de combustión interna alternativos ha conducido a que se estén explorando todas las posibles vías de reducción del consumo de combustible. Una de estas vías, especialmente relevante dada la actual tendencia a la reducción del tamaño de los motores (*downsizing*) se basa en la correcta gestión térmica del motor, entendida como una aproximación global a los flujos térmicos existentes y orientada a su máximo aprovechamiento, sin penalizar la fiabilidad y durabilidad del motor.

En este contexto, es imperativo profundizar en el conocimiento de los fenómenos básicos que determinan los procesos de transferencia de calor entre el motor y el fluido refrigerante. Un aspecto en que el conocimiento es especialmente escaso es el papel desempeñado por la transferencia de calor con cambio de fase, que presenta dos vertientes: por una parte, su aparición incontrolada puede producir daños catastróficos en el motor mientras que, por otra parte, este mecanismo presenta ventajas potencialmente explotables, sobre todo para la refrigeración de la culata, si se puede mantener bajo control. Esta segunda vertiente cobra especial relevancia en el marco de estrategias de refrigeración avanzadas.

La investigación realizada se ha centrado en este mecanismo, y sus objetivos principales han sido la puesta a punto de técnicas experimentales y numéricas que permitan evaluar y predecir los flujos térmicos en la culata en presencia de flujo evaporativo, con vistas a su futuro empleo en la obtención de soluciones de refrigeración óptimas. Con este fin, se ha realizado una revisión exhaustiva sobre la aplicación a los motores de la transferencia de calor evaporativa, que ha sido necesario complementar con numerosas aportaciones de otros campos tecnológicos en que su estudio se halla más avanzado.

La primera fase del trabajo se ha centrado en una configuración experimental simplificada, que ha permitido obtener información controlada, en condiciones similares a las reales, relativa a flujos de calor a bajas velocidades y tamaño de burbujas, aspecto éste de especial importancia para conceptos avanzados que implican galerías localmente angostas. Asimismo, en esta primera fase se analizó el comportamiento de distintos modelos numéricos para el cálculo del flujo y la transferencia de calor con presencia de evaporación, aprovechando la simplicidad geométrica del problema y la información experimental disponible para centrarse en la evaluación y calibración de los modelos de transferencia de calor.

En la segunda fase del trabajo, se aplicó el conocimiento adquirido al estudio de una geometría real de culata, habiéndose realizado un cálculo conjugado global de la transferencia de calor en las partes sólidas y el refrigerante, con resultados prometedores de cara al futuro uso de técnicas computacionales para el correcto diseño de las galerías de refrigeración.

Resum

La pressió actual per reduir cada vegada més les emissions de CO₂ dels motors de combustió interna alternatius ha fet que s'estiguen explorant totes les possibles vies de reducció del consum de combustible. Una d'aquestes vies, especialment rellevant donada l'actual tendència a la reducció de la mida dels motors (*downsizing*) es basa en la correcta gestió tèrmica del motor, entesa com una aproximació global als fluxos tèrmics existents i orientada al seu màxim aprofitament, sense penalitzar la fiabilitat i durabilitat del motor.

En aquest context, és imperatiu aprofundir en el coneixement dels fenòmens bàsics que determinen els processos de transferència de calor entre el motor i el fluid refrigerant. Un aspecte en què el coneixement és especialment escàs és el paper exercit per la transferència de calor amb canvi de fase, que presenta dues vessants: d'una banda, la seva aparició incontrolada pot produir danys catastròfics en el motor mentre que, d'altra banda, aquest mecanisme presenta avantatges potencialment explotables, sobretot per a la refrigeració de la culata, si es pot mantenir sota control. Aquesta segona vessant cobra especial rellevància en el marc d'estratègies de refrigeració avançades.

La investigació realitzada s'ha centrat en aquest mecanisme, i els seus objectius principals han estat la posada a punt de tècniques experimentals i numèriques permetent l'avaluació i predicció dels fluxos tèrmics a la culata en presència de flux evaporatiu, amb vista al seu futur ús en l'obtenció de solucions de refrigeració òptimes. Amb aquesta finalitat, s'ha realitzat una revisió exhaustiva sobre l'aplicació als motors de la transferència de calor evaporativa, que ha estat necessari complementar amb nombroses aportacions d'altres camps tecnològics en que el seu estudi es troba més avançat.

La primera fase del treball s'ha centrat en una configuració experimental simplificada, que ha permès obtenir informació controlada, en condicions similars a les reals, relativa a fluxos de calor a baixes velocitats i grandària de bombolles, aspecte aquest d'especial importància per a conceptes avançats que impliquen galeries localment estretes. Així mateix, en aquesta primera fase es va analitzar el comportament de diferents models numèrics per al càlcul del flux i la transferència de calor amb presència d'evaporació, aprofitant la simplicitat geomètrica del problema i la informació experimental disponible per centrar-se en l'avaluació i calibratge dels models de transferència de calor.

A la segona fase del treball, es va aplicar el coneixement adquirit a l'estudi d'una geometria real de culata, havent-se realitzat un càlcul conjugat global de la transferència de calor a les parts sòlides i el refrigerant, amb resultats prometedors de cara al futur ús de tècniques computacionals per al correcte disseny de les galeries de refrigeració.

Abstract

The current pressure to reduce CO₂ emissions from reciprocating internal combustion engines has led to the exploration of all possible ways to reduce fuel consumption. One of these pathways, especially relevant given the current trend of engine downsizing, is based on the correct engine thermal management, understood as a global approach to existing thermal fluxes and oriented to their maximum exploitation without penalizing the reliability and durability of the engine.

In this context, it is imperative to achieve deeper understanding of the basic phenomena which determine the heat transfer process between the engine and the cooling fluid. One aspect in which knowledge is especially scarce is the role of heat transfer with phase change, which is twofold: firstly, its uncontrolled appearance may cause catastrophic engine damage while, on the other hand, this mechanism has potentially exploitable advantages, especially for cooling the head, if it can be properly controlled. This second aspect is particularly relevant in the context of advanced cooling strategies.

The research has focused on this mechanism and its main objectives are the development of experimental and numerical techniques to evaluate and predict the heat flows in the cylinder head in the presence of evaporative flow, with a view to their future use in obtaining optimal cooling solutions. To this end, a thorough review of the application to engines of evaporative heat transfer was conducted, that has been supplemented with numerous contributions from other technology fields in which its study is more advanced.

The first phase of the work has focused on a simplified experimental setup, which has provided controlled information under conditions similar to the actual ones on heat fluxes at low speeds and bubbles sizes, a feature especially important for advanced concepts involving locally narrow galleries. Also, in this first phase the behaviour of different numerical models available for the calculation of flow and heat transfer in the presence of evaporation was analyzed, taking advantage of the geometric simplicity of the problem and the experimental data available to focus on the evaluation and calibration of the heat transfer models. In the second stage of the work, the acquired knowledge was applied to the study of an actual cylinder head geometry, performing an overall conjugate heat transfer computation for the solid parts and the coolant, with promising results in view of the future use of computational techniques for the proper design of cooling galleries.

Agradecimientos

Este trabajo es el resultado de mis trabajos sobre flujo evaporativo realizados dentro de la línea de investigación en Gestión Térmica del Instituto Universitario CMT - Motores Térmicos de la Universitat Politècnica de València, bajo la tutela del profesor Antonio J. Torregrosa Huguet.

Quiero agradecer a la Dirección del Instituto el haber puesto a mi disposición los medios necesarios, al profesor Pablo Olmeda y a los técnicos del CMT su apoyo en la adquisición de las medidas, al profesor Günter Brenn de la Universidad de Tecnología de Graz (Austria) su inestimable ayuda en los inicios del trabajo, y a los profesores David Busquets y Emilio Rayón, del Departamento de Ingeniería Mecánica y de Materiales, su amable colaboración en la caracterización de superficies. Asimismo quiero agradecer al profesor Antonio Gil y a Pau Raga su apoyo en los aspectos computacionales del trabajo.

A todos ellos deseo consignar mi reconocimiento y agradecimiento por el apoyo y las orientaciones aportadas, sin las cuales no hubiera sido posible completar el producto que hoy presentamos. Obviamente, cualquier debilidad o limitación que contenga el trabajo presentado es de mi exclusiva responsabilidad.

De igual forma me gustaría consignar mi agradecimiento a los patrocinadores financieros de esta investigación, la Secretaria Nacional de Ciencia y Tecnología (SENACYT) de la República de Panamá.

El conocimiento es poder.
Sir Francis Bacon (1561-1626), filósofo y estadista británico

Invertir en conocimientos produce siempre los mejores beneficios.
Benjamin Franklin (1706-1790), estadista y científico estadounidense

Índice general

1. Contexto y objetivos	1
1.1. Introducción	1
1.2. Conceptos avanzados de gestión térmica en MCIA	2
1.2.1. Control activo del sistema de refrigeración	5
1.2.2. Refrigeración dual	6
1.2.3. Refrigeración de precisión	7
1.2.4. Sistemas de enfriamiento por evaporación	9
1.3. Objetivos y metodología de la Tesis	12
Bibliografía	15
2. Bases de la transferencia de calor evaporativa	21
2.1. Introducción	21
2.2. Fundamentos de evaporación	22
2.2.1. Evaporación en piscina	23
2.2.2. Mecanismos de ebullición nucleada	25
2.2.3. Correlaciones para evaporación en piscina	25
2.2.3.1. Correlaciones basadas en propiedades del fluido	27
2.2.3.2. Correlaciones basadas en variables reducidas	29
2.3. Flujo evaporativo	32
2.3.1. Patrones de flujo	33
2.3.2. Transferencia de calor en flujo evaporativo	34
2.3.3. Correlaciones para flujo evaporativo	35

2.3.3.1.	Modelos de superposición	36
2.3.3.2.	Modelos de descripción separada	40
2.4.	Dinámica de burbujas	44
2.4.1.	Un modelo de formación y evolución de burbujas	45
	Bibliografía	51
3.	Estudio experimental en conducto simple	55
3.1.	Introducción	55
3.2.	Descripción de la instalación	56
3.3.	Instrumentación	59
3.3.1.	Medidas térmicas	59
3.3.2.	Caracterización de la superficie de calentamiento	60
3.3.3.	Adquisición de imágenes	60
3.4.	Determinación de flujos de calor	61
3.5.	Estudio del flujo de calor	64
3.5.1.	Correlaciones de referencia	64
3.5.2.	Plan experimental	66
3.5.3.	Comparación con los modelos de referencia	66
3.5.4.	Análisis del factor de supresión	69
3.6.	Estudio del tamaño de las burbujas	71
3.6.1.	Visualización y procesado de imágenes	72
3.6.2.	Caracterización de la superficie	74
3.6.3.	Discusión de resultados	76
	Bibliografía	84
4.	Estudio computacional en conducto simple	87
4.1.	Introducción	87
4.2.	Estado del conocimiento	88
4.3.	Modelos de flujo y transferencia de calor	91
4.3.1.	Modelo de fluido equivalente	91
4.3.2.	Modelo euleriano de dos fluidos	96

4.3.2.1. Fuerzas interfaciales	98
4.3.2.2. Modelo de evaporación en la pared	100
4.4. Resultados de la simulación	103
4.4.1. Malla y condiciones de contorno	103
4.4.2. Flujos de calor	104
4.4.3. Campo de temperaturas	107
Bibliografía	115
5. Estudios en geometría real	119
5.1. Introducción	119
5.2. Diseño de galerías de refrigeración en la culata	120
5.3. Descripción de la instalación	124
5.4. Instrumentación y medidas	125
5.5. Detección de la evaporación en flujo forzado	128
5.6. Resultados experimentales	131
5.7. Simulación del flujo y la transferencia de calor	133
5.7.1. Malla y condiciones de contorno	134
5.7.2. Configuración del modelo	136
5.7.3. Análisis de los resultados	138
Bibliografía	148
6. Conclusiones y trabajos futuros	153
6.1. Principales aportaciones y conclusiones	153
6.2. Trabajos futuros	162
Índice Bibliográfico	165

Nomenclatura

A_e	area de influencia de las burbujas	$[\text{m}^2]$
b	factor de asfericidad	$[-]$
Bo	número de ebullición	$[-]$
c	calor específico	$[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}]$
C_{sd}	coeficiente de arrastre estacionario	$[-]$
C_{mv}	coeficiente de masa virtual	$[-]$
C_{qw}	constante de Rohsenow	$[-]$
C_r	coeficiente de velocidad relativa	$[-]$
C_s	constante de pared	$[-]$
C_{sl}	coeficiente de empuje	$[-]$
C_{HA}	area interfacial \times coef. de transferencia de calor ..	$[\text{W K}^{-1}]$
Co	número de convección	$[-]$
D_h	diámetro hidráulico	$[\text{m}]$
Eo	número de Eötvös	$[-]$
f	frecuencia de salida de las burbujas	$[\text{s}^{-1}]$
F	factor de mejora	$[-]$
	fuerza	$[\text{N}]$
Fr	número de Froude	$[-]$
g	aceleración gravitacional	$[\text{m s}^{-2}]$
G_s	gradiente adimensional de velocidad	$[-]$
h	coeficiente de transferencia de calor	$[\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}]$
Ja	número de Jacob	$[-]$
k	conductividad térmica	$[\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}]$
	energía cinética turbulenta	$[\text{J kg}^{-1}]$
l	calor latente	$[\text{J kg}^{-1}]$
\dot{m}	gasto másico	$[\text{kg s}^{-1}]$
n	constante empírica	$[-]$

N	densidad superficial de sitios de nucleación	[m ⁻²]
Nu	número de Nusselt	[-]
p	presión	[Pa]
P	función densidad de probabilidad	
Pr	número de Prandtl	[-]
q	flujo de calor	[W m ⁻²]
r	radio de la burbuja	[m]
R	parámetro de rugosidad	[m]
Re	número de Reynolds	[-]
S	factor de supresión	[-]
t	tiempo	[s]
T	temperatura	[°C]
u	velocidad relativa de las burbujas	[m s ⁻¹]
U	velocidad del flujo	[m s ⁻¹]
\dot{V}	caudal volumétrico	[m ³ s ⁻¹]
x	título del vapor	[-]
y	coordenada normal a la superficie	[m]
X_{tt}	parámetro de Martinelli	[-]

Símbolos griegos

α	difusividad térmica	[m ² s ⁻¹]
	fracción de vapor en volumen	[-]
Γ	intercambio másico entre fases	[kg s ⁻¹]
ϵ	tasa de disipación turbulenta	[J kg ⁻¹ s ⁻¹]
ζ	factor de fricción	[-]
θ	inclinación de la burbuja	[-]
κ	curvatura	[m ⁻¹]
μ	viscosidad dinámica	[kg m ⁻¹ s ⁻¹]
Π	densidad de flujo de la cantidad de movimiento	[kg m ⁻¹ s ⁻²]
ρ	densidad	[kg m ⁻³]
Φ	factor de mejora modificado	[-]
ψ	parámetro de corrección de S	[-]
σ	tensión superficial	[kg s ⁻²]
	desviación típica	
Σ	término fuente en energía	[J m ⁻³ s ⁻¹]
τ	esfuerzo cortante	[Pa]

Superíndices

exp	experimental
~	sin términos correctivos
+	adimensional
*	adimensional

Subíndices

2ϕ	bifásico
atm	atmosférica
b	burbuja
bcy	flotación
d	salida (inicio del deslizamiento)
du	crecimiento de la burbuja
e	evaporativo
fb	ebullición en película
fc	convección forzada
g	fase vapor
gl	condensación
i	entrada
l	fase líquida
lg	vaporización
lo	desprendimiento
m	medio
nb	ebullición nucleada
p	a presión constante
Q	<i>quenching</i>
r	reducida
s	saturación
sd	arrastre estacionario
sl	empuje
sld	deslizamiento
w	pared

Capítulo 1

Contexto y objetivos

Índice

1.1. Introducción	1
1.2. Conceptos avanzados de gestión térmica en MCIA	2
1.2.1. Control activo del sistema de refrigeración	5
1.2.2. Refrigeración dual	6
1.2.3. Refrigeración de precisión	7
1.2.4. Sistemas de enfriamiento por evaporación	9
1.3. Objetivos y metodología de la Tesis	12
Bibliografía	15

1.1. Introducción

Los motores de combustión interna actualmente se enfrentan a un reto fundamental: se debe conseguir una reducción sustancial tanto del consumo de combustible como de las emisiones contaminantes, pero sin penalizar las prestaciones del motor [1]. Si bien es posible alcanzar al mismo tiempo estos objetivos potencialmente concurrentes [2] no se trata de una tarea sencilla.

Los fabricantes de motores de combustión interna han puesto especial interés en la actual tendencia al *downsizing*, es decir, a la disminución de las dimensiones del motor a través de la reducción de su cilindrada, con el fin de responder a los retos mencionados con anterioridad. Esta tendencia da lugar a motores de pequeña cilindrada con potencias similares a motores tradicionales de mayor cilindrada, tanto de

encendido provocado como de encendido por compresión [3]. Sin embargo, esta solución técnica presenta varios inconvenientes, como un aumento de las pérdidas por fricción por comparación con un motor de igual potencia pero de cilindrada mayor [4] o, en relación con el presente trabajo, un serio problema de transferencia de calor. En efecto, la reducción del tamaño manteniendo una potencia similar implica un incremento de las pérdidas de calor relativas [5] que, juntamente con los cambios observados en la distribución espacial de dichas pérdidas [6], marcan límites fundamentales para la posibilidad de reducir el tamaño del motor [7, 8]. De hecho, la complejidad de los procesos de transferencia de calor y la distribución de temperatura resultante en los motores de combustión interna alternativos (MCIA) y, en particular, en el interior de las galerías de refrigeración, con toda la variabilidad espacial y temporal de los flujos de calor que los caracterizan [9], no hace sino incrementarse en este contexto.

Además, este concepto afecta a elementos constructivos del motor tan importantes como la culata, en la cual las posibilidades de aparición de defectos o fallos se incrementan al disminuir el espesor de las paredes [10], ya que la culata es un componente complejo que se encuentra sometido a una variedad de sollicitaciones, incluyendo la presión del cilindro, la temperatura de la combustión, y las cargas a las que es sometida por los pernos de sujeción y la presión en los asientos de las válvulas [11]. Esta limitación adicional condiciona el diseño de las galerías de refrigeración y añade por tanto un aspecto más a considerar en el problema de la transferencia de calor en estos motores.

En este capítulo se revisan sucintamente las tendencias actuales para la solución del problema que se acaba de plantear, que se apoyan en el uso de distintas estrategias avanzadas de gestión térmica del motor. De esta revisión, se concluye la importancia de disponer de una adecuada descripción de los fenómenos de transferencia de calor evaporativa que pueden tener lugar en las galerías de refrigeración, tanto para evitar sus consecuencias potencialmente catastróficas como para aprovechar sus potenciales beneficios cuando se controla adecuadamente. En vista de esta importancia, se plantean los objetivos de la Tesis y se describe la metodología empleada para su estudio, justificándose así el contenido del resto de la memoria.

1.2. Conceptos avanzados de gestión térmica en MCIA

La figura 1.1 muestra la configuración típica de la circulación del refrigerante a través de un sistema de refrigeración convencional. El recorrido se inicia en la bomba, que introduce el refrigerante por la base del bloque motor y lo impulsa a través de las galerías internas del bloque, hacia la parte superior de éste hasta llegar a la culata a través de una serie de perforaciones [11]. El refrigerante se desplaza entonces a través de la culata por una serie de galerías hacia su parte superior. Este tipo de disposición

es la más habitual ya que, en general, el cilindro se encuentra a menor temperatura que la culata y así, al ser menores las diferencias de temperatura entre las paredes y el refrigerante, se reducen las tensiones térmicas en el material.

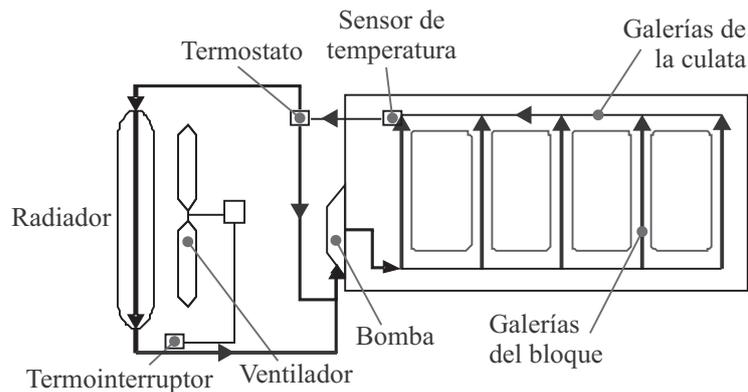


Figura 1.1. Circuito de Refrigeración del Motor.

A la salida del motor, se encuentra un sensor de control de temperatura. El termostato es el elemento encargado de recircular el líquido a la bomba cuando las temperaturas son bajas o permitir su paso hacia el radiador cuando superan un cierto umbral. El radiador suele ser un intercambiador de flujo cruzado, en el que la cantidad de aire que lo atraviesa para enfriar el líquido está controlada por un ventilador que se pone en funcionamiento cuando recibe la señal de un termointerruptor. El circuito se completa con un depósito de expansión (no mostrado) que sirve, por un lado, como depósito de relleno y, por otro, para presurizar el circuito ya que de esta forma se consigue aumentar la temperatura de ebullición del refrigerante. La configuración detallada del circuito puede complicarse dependiendo del tipo de motor, pero sin alterar el concepto básico: por ejemplo, en grandes motores cada cilindro puede tener una culata independiente, por lo que es preciso introducir un colector de retorno que lleve el fluido desde la salida de las culatas hasta el radiador.

Un sistema como el que se acaba de mostrar está diseñado por lo general para cumplir con los requisitos de refrigeración en condiciones de plena carga, que son las más adversas. Esto provoca que el sistema se encuentre sobredimensionado para cargas bajas, que son las condiciones en que el motor trabaja la mayor parte del tiempo [12]. Es bien conocido que un aumento excesivo de la temperatura, con el propósito de aumentar las prestaciones y reducir la transferencia de calor al refrigerante, tiene un efecto negativo sobre las emisiones de óxidos de nitrógeno [13] y tiende a promover daños si se trabaja cerca de los umbrales de resistencia térmica de los materiales empleados [14], mientras que por el contrario una disminución excesiva de la temperatura del motor puede aumentar la fricción [15] y por consiguiente

degradar en general el rendimiento del motor, y puede afectar negativamente a las emisiones de hidrocarburos sin quemar [13]. En algunos casos, incluso se ha dado poca importancia a las galerías de refrigeración, centrándose en sobreenfriar el motor con el fin de evitar cualquier gradiente térmico excesivo en la culata y por consiguiente la fatiga térmica, si bien de esta forma se descuidan aspectos importantes, como el tiempo de calentamiento del motor o la temperatura máxima de autoignición en los motores encendido provocado [11].

En general, los nuevos conceptos de sistema de refrigeración para MCIA están basados en dos de las mayores desventajas que presentan los sistemas de refrigeración tradicional [16]: las pérdidas parásitas debidas al accionamiento del sistema, y el largo tiempo de calentamiento que resulta en una gran cantidad de emisiones contaminantes desde el arranque en frío hasta que se alcanzan las temperaturas nominales de funcionamiento [17, 18]. Respecto de las pérdidas parásitas, debe recordarse que los sistemas convencionales de refrigeración utilizan accesorios mecánicos de bajo coste pero que no permiten un control rápido y eficiente; entre ellos se encuentra la bomba de que hace circular el refrigerante, el termostato y el ventilador del radiador. Es pues natural que una de las primeras opciones exploradas haya sido optar por actuadores electrónicos que permitan controlar los accesorios mecánicos antes mencionados [19–22].

En resumen, los objetivos primordiales que se persiguen con la optimización del sistema de refrigeración de los MCIA son: aumentar la potencia, disminuir el consumo de combustible y reducir los tiempos de calentamiento (recuérdese su influencia en las emisiones contaminantes), de forma compatible con la disminución tanto de las dimensiones como del peso del motor [23–25]. Por supuesto, el uso de estas estrategias puede ofrecer beneficios adicionales, como por ejemplo en nuevos modos de combustión de alta eficiencia para motores de encendido provocado, en que pueden facilitar la ignición y la combustión a cargas muy bajas y ampliar el límite de alta carga [26]. Este ejemplo pone de manifiesto la importancia de las interacciones a nivel de sistema que se producen entre los distintos procesos del motor (combustión, lubricación y refrigeración), aspecto en el que hace especial hincapié el reciente artículo de revisión de Burke et al. [27].

En los apartados que siguen se describen las ideas más relevantes que se han propuesto de cara a obtener una mejor gestión de los flujos térmicos en el motor. Estas ideas se basan fundamentalmente en dos conceptos: por una parte, el control activo del sistema de refrigeración y, por otra parte, la reducción del caudal requerido mediante la mejora de la propia transferencia de calor en el motor, que comprende técnicas como la refrigeración dual o separada, la refrigeración de precisión, y finalmente el empleo de sistemas que hacen uso de la evaporación del refrigerante.

1.2.1. Control activo del sistema de refrigeración

Existen numerosas contribuciones al intento de introducir un control activo en el circuito, por contraposición al comportamiento esencialmente pasivo de los circuitos convencionales. La idea más común ha sido reemplazar la bomba mecánica y el termostato de cera por una bomba eléctrica y una válvula electrónica [20, 28–30]. Con estos sistemas se han reportado reducciones del caudal de refrigerante de hasta un 90 % [31] con una reducción en la potencia nominal de la bomba de varios órdenes de magnitud (una bomba eléctrica de 60 W de potencia nominal en lugar de una bomba mecánica de 2 kW de potencia nominal).

Sin embargo, el cambio resultante en el consumo de combustible se ve parcialmente compensado por el aumento de las pérdidas en la conversión de energía asociadas con el sistema eléctrico, pérdidas que se reducirían en el caso de utilizarse un sistema de 42 V [31, 32]. Se ha informado de mejoras en el consumo de combustible de hasta un 5 % [31], aunque con frecuencia estos sistemas cambian el estado térmico del motor, que en sí mismo puede ofrecer un menor consumo, lo que significa que a menudo se desconoce el origen preciso del beneficio obtenido [31, 33].

Otro método, relativamente sencillo, para controlar el flujo de refrigerante es estrangular la bomba de refrigerante [23, 34], que puede ofrecer disminuciones en el consumo de combustible de hasta un 0.5 % en condiciones de bajo régimen de giro y baja carga, mientras que a alto régimen de giro esta reducción llega a ser del orden del 2.5 %. Se puede obtener también un control de flujo más selectivo introduciendo una válvula en el conducto de *by-pass* del radiador [35]. En el sistema THEMIS [33] se emplea una válvula de tres vías controlada inteligentemente para controlar el reparto de flujos y la temperatura a la salida de la culata. Este sistema permite una reducción del 5 % en consumo de combustible, del 20 % en emisiones contaminantes, con una temperatura de fluido refrigerante unos 20 °C mayor que la temperatura habitual y un incremento de la temperatura del aceite de entre 10 °C y 20 °C [16].

La introducción de un sistema de control activo permite un mejor control de la temperatura, y el punto de funcionamiento del sistema puede controlarse a través de la temperatura del metal en lugar de por la temperatura del refrigerante [27]. Esto ayuda a evitar un enfriamiento excesivo del motor, aunque la temperatura del fluido refrigerante también debe ser monitorizada para controlar la posible presencia de ebullición y el consecuente riesgo de fallo catastrófico.

Brace *et al.* [34] estudiaron un termostato regulado por presión en el que el elemento de cera detectaba la temperatura tanto del lado caliente (salida de la culata) como del lado frío (entrada al bloque), lo que significa que la temperatura de inicio de apertura del termostato puede definirse teniendo en cuenta el potencial de enfriamiento en el radiador. De esta forma se puede evitar tanto el sobreenfriamiento del

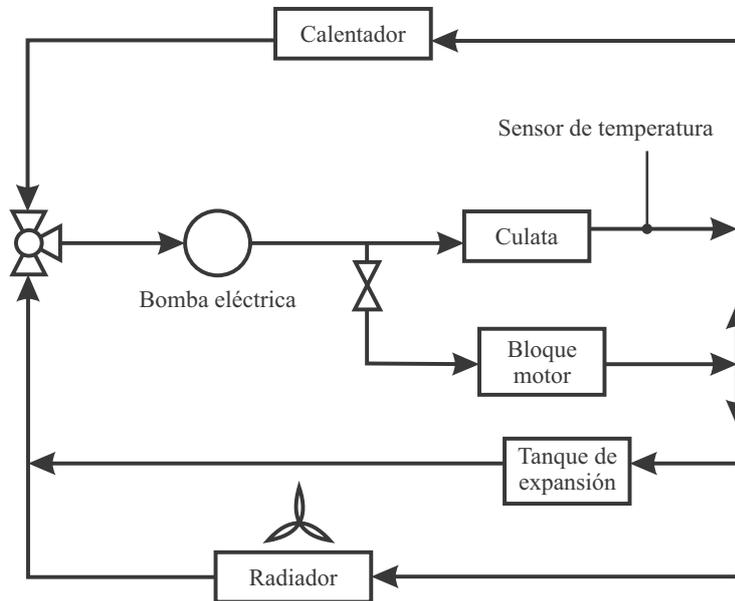


Figura 1.2. Sistema dual de enfriamiento.

motor en condiciones de baja carga y alto flujo de aire en el radiador, aumentando dicha temperatura, como su sobrecalentamiento en condiciones de alta carga y bajo flujo de aire, reduciendo en este caso la temperatura de apertura del termostato.

1.2.2. Refrigeración dual

En un sistema de refrigeración dual, la culata y el bloque son refrigerados por circuitos independientes, lo que permite una regulación flexible de la temperatura de cada zona del motor. Esto proporciona la gran ventaja de que cada parte del motor puede en principio funcionar a su temperatura óptima, maximizando así el efecto global del sistema de refrigeración sobre las prestaciones del motor. En la figura 1.2 se muestra un ejemplo del concepto, incluyendo además una bomba eléctrica de velocidad variable y una válvula termostato inteligente. En algunos casos, se incluye un calentador para el fluido refrigerante [36], con el objetivo de reducir el consumo y el desgaste mecánico durante el arranque en frío y en condiciones de funcionamiento a carga parcial.

Cada circuito funcionaría con una temperatura y/o caudal diferentes para producir la distribución de temperatura deseada. En general, esta última consiste en que la culata esté a una temperatura menor (mejora del rendimiento volumétrico) y el bloque a una temperatura mayor (reducción de pérdidas por fricción) que en las condiciones

habituales. En el caso de los motores de encendido provocado, una temperatura baja en la culata implica la disminución del riesgo de autoencendido, con lo que se puede aumentar la relación de compresión y por ende las prestaciones del motor.

Finlay *et al.* [37] demostraron que la circulación separada permite diferencias de temperatura entre bloque y culata de hasta 100 °C. La temperatura del refrigerante se subió hasta 150 °C en el bloque y se bajó hasta 50 °C en la culata. Estas condiciones permitieron reducir el consumo de combustible entre un 4 % y un 6 % y los hidrocarburos sin quemar entre un 20 % y un 35 %. En condiciones de plena carga, se halló más conveniente mantener la temperatura del bloque a 90 °C, obteniéndose así una mejora general en consumo, potencia y emisiones (óxidos de nitrógeno). Kobayashi *et al.* [38] consiguieron, reduciendo la temperatura de suministro a la culata hasta 50 °C y manteniendo el suministro al bloque a 80 °C, incrementar la relación de compresión desde 9:1 a 12:1, consiguiendo una mejora del consumo del 5 % a cargas parciales y del 7 % a ralentí, e incrementando las prestaciones a plena carga en un 10 % sin penalizar el funcionamiento a cargas parciales.

Recientemente, este sistema se ha incorporado en motores de algunos vehículos de alta gama [39], y se ha renovado el interés por su uso, ya que pueden emplearse bombas de pequeña capacidad e incluso reducirse el tamaño del radiador [40].

Una variante de este concepto la integran los llamados circuitos de refrigeración de doble temperatura [41, 42] en los que un circuito de alta temperatura satisface las necesidades térmicas del motor y los intercambiadores de aceite y de EGR, mientras que el circuito de baja temperatura interactúa con el sistema de acondicionamiento de aire, permitiendo adicionalmente disminuir el caudal de refrigerante en el primer circuito y por consiguiente reducir el tiempo de calentamiento del motor.

1.2.3. Refrigeración de precisión

Según afirman Robinson *et al.* en su artículo de revisión [43], la refrigeración de precisión (*precision cooling*) puede definirse como “la mínima refrigeración necesaria para conseguir una distribución óptima de temperatura”, entendiéndose por distribución óptima aquella en que no hay variaciones de temperatura entre cilindros ni entre zonas equivalentes de un mismo cilindro, las temperaturas no exceden de los límites recomendados por motivos de resistencia de los materiales o lubricación, pero son lo suficientemente altas como para evitar esfuerzos térmicos excesivos, distorsión térmica o un exceso de pérdidas de calor al fluido refrigerante o al aceite lubricante. Es un concepto que afecta tanto al propio diseño geométrico del sistema como a su diseño operativo.

La consecución de estos objetivos mediante la refrigeración de precisión pasa por la localización de las zonas críticas desde el punto de vista térmico (el puente

de válvulas es un buen ejemplo) y el subsiguiente rediseño de las galerías de refrigeración con el fin de aumentar la velocidad del refrigerante en dichas zonas, para promover la transferencia de calor sin gradientes de temperatura abruptos o altos flujos de calor, y reduciendo efectivamente la temperatura alrededor de estas regiones. Esto se logra mediante la reducción del área de la sección transversal de paso del refrigerante, con lo que se puede alcanzar una alta velocidad de flujo con caudales globales moderados. El punto clave en el diseño de un sistema de refrigeración de precisión involucra el dimensionamiento de la galería y la adaptación de la bomba de refrigerante, para poder asegurar que la tasa de evacuación de calor del sistema sea capaz de mantener acotada la temperatura de funcionamiento en las regiones vulnerables en condiciones de bajo régimen y plena carga. Por lo tanto, el diseño de la galería y el sistema de refrigeración en su conjunto deben complementarse entre sí para maximizar los beneficios potenciales. El concepto se ilustra en la figura 1.3, donde se aprecia claramente la reducción en sección de paso de las galerías de refrigeración por comparación con las galerías de refrigeración de la culata original.

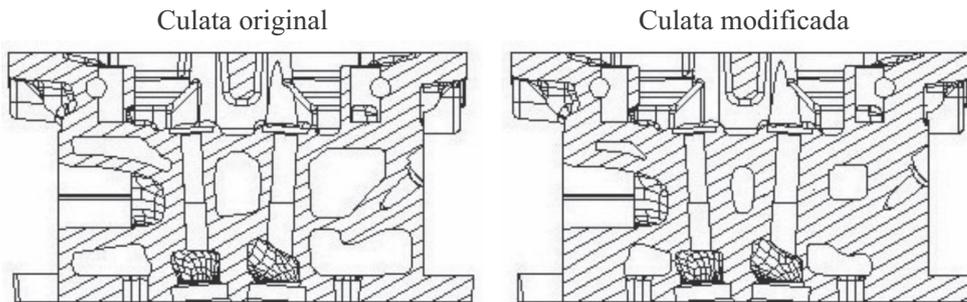


Figura 1.3. Ejemplo de refrigeración de precisión.

Los beneficios de emplear un sistema de refrigeración de precisión fueron demostrados por Finlay *et al.* [44], que consiguieron una reducción en el requerimiento de caudal de refrigerante del 40 % con temperaturas de metal inferiores, en todo el rango de regímenes del motor, a las alcanzables con un sistema convencional. El uso de galerías de refrigeración más estrechas en la culata hace que la velocidad de flujo del refrigerante aumente, desde un máximo de 1.4 m/s en un diseño estándar de la galería hasta más de 4 m/s en una culata con refrigeración de precisión, aumentando notablemente la transferencia de calor y por lo tanto reduciendo las temperaturas del metal en la culata hasta en 60 °C. Clough [45] informa de una reducción aún mayor en la potencia consumida por la bomba de refrigerante (54 %) y de una diferencia de temperatura máxima del metal de 100 °C con este sistema. En este último trabajo se obtuvo asimismo una reducción del volumen total de refrigerante del 64 %, que permitió reducir a su vez el tiempo de calentamiento del motor (tiempo requerido para

alcanzar los 80 °C a la salida de la culata partiendo de 20 °C a 2000 rpm y 100 Nm) en un 18 %.

Una variante de la refrigeración de precisión, a la que a veces se hace referencia como “activa”, es el uso de chorros de refrigerante que se inyectan en puntos especialmente escogidos para aumentar localmente la transferencia de calor [46]. Sin embargo, estos sistemas requieren modificaciones sustanciales en el diseño de la culata, aparte de necesitar un sistema independiente con su bomba correspondiente. Hasta el presente, los potenciales beneficios de esta idea no han compensado este incremento en la complejidad del sistema.

1.2.4. Sistemas de enfriamiento por evaporación

Una posibilidad muy atractiva para conseguir altas tasas de transferencia de calor con caudales de refrigerante reducidos, al tiempo que una distribución más uniforme de las temperaturas, con la consiguiente disminución de las tensiones térmicas, se basa en el cambio del mecanismo básico de transferencia de calor, pasando de la pura convección en fase líquida a la presencia más o menos generalizada de la evaporación del fluido refrigerante. En el trabajo de Zidat *et al.* [47] se presenta una revisión de los primeros intentos realizados en este sentido, según la cual pueden considerarse dos tipos de sistemas evaporativos: aquéllos en que la evaporación tiene lugar de forma estática, sin otro movimiento del fluido que el necesario para mantener constante el nivel de líquido dentro del propio motor, como el propuesto por Leshner [48], y aquellos en que se fuerza el paso del fluido a través del sistema (ebullición convectiva), como el propuesto por Lee *et al.* [49]. Todos los sistemas tienen en común la presencia de un condensador y de un vaso de expansión dotado de una válvula para permitir tanto la purga del aire inicialmente contenido en el condensador como el control de la presión del circuito.

Dentro del primer tipo pueden distinguirse varias configuraciones posibles, según cuál sea la posición relativa del motor, el condensador y el vaso de expansión. Una configuración en que dichas posiciones pueden ser cualesquiera es la que se muestra en la figura 1.4(a). Dado que uno de los principales beneficios de estos sistemas es la reducción en la cantidad de refrigerante (lo que conlleva una reducción del tiempo de calentamiento [35]), es necesario introducir una válvula anti-retorno, para garantizar que en frío el condensador contenga únicamente aire. Asimismo, puesto que las paredes a refrigerar deben estar sumergidas durante todo el funcionamiento del sistema, ha de incluirse una bomba que se active cuando el nivel del refrigerante en el motor alcance un cierto nivel crítico.

En los sistemas del segundo tipo, el fluido es puesto en circulación por una bomba, por lo que lo que se extrae del motor es una mezcla líquido-vapor, al contrario

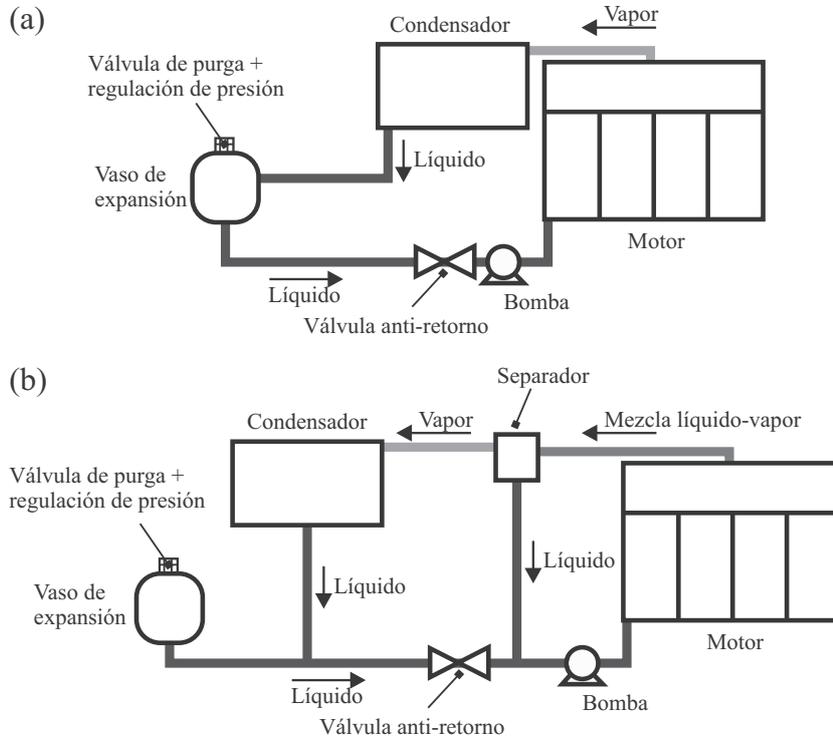


Figura 1.4. Sistemas de refrigeración evaporativos: ebullición estática (a) y ebullición convectiva (b).

que en el caso anterior, donde se extraía sólo vapor. Si bien también hay distintas posibilidades de diseño en este caso, si se desea mantener la ventaja que supone la disminución de la cantidad de refrigerante, y evitar restricciones en las posiciones relativas de los elementos, debe emplearse un circuito como el mostrado en la figura 1.4(b). En dicho sistema, se instala un separador de fases a la salida del motor, lo que permite conducir la fase líquida directamente hacia la entrada del motor sin pasar por un intercambiador y drenar la fase vapor en el condensador. Con la configuración mostrada, el fluido que entra al motor se encuentra necesariamente en estado de saturación. La válvula anti-retorno se encarga de garantizar que inicialmente el condensador contenga únicamente aire.

A la vista de lo anterior, es claro que estos sistemas esencialmente evaporativos requieren modificaciones sustanciales en el sistema, incluso si, como en los casos mostrados, no es preciso tener en cuenta las posiciones relativas de los componentes. Existe, sin embargo, una posible alternativa para poder aprovechar algunas de las ventajas del flujo evaporativo sin que sea preciso un completo rediseño del sistema.

Esta alternativa la proporciona la ebullición en condiciones de subenfriamiento del fluido refrigerante.

De hecho, es bien sabido que, bajo ciertas condiciones operativas, existe un cierto grado de ebullición nucleada en determinadas zonas (los a veces llamados puntos calientes [11]) de las paredes, como pueden ser el caso de los conductos de refrigeración próximos a las válvulas de escape [50], donde las temperaturas de la pared son bastante más altas que la temperatura de saturación del refrigerante.

Una de las primeras contribuciones al estudio de este fenómeno es la de Finlay *et al.*, quienes desarrollaron ecuaciones para la ebullición nucleada en convección forzada que les permitieron predecir correctamente la relación entre temperatura y flujo de calor en una culata real. Posteriormente, Lee y Cholewczynski [51] estimaron, a partir del análisis de los cambios de temperatura producidos por cambios en la presión del fluido refrigerante, que bajo condiciones de funcionamiento severas, se producía ebullición nucleada en cerca del 60 % de la superficie de las galerías de refrigeración. Más recientemente, experimentos en una geometría simplificada [52] han permitido establecer que efectivamente se produce ebullición nucleada para las condiciones de temperatura y caudal del refrigerante típicas de los motores, lo que fue confirmado mediante la detección del inicio de la ebullición a través del análisis de la fluctuación de presión inducida en un sistema real de refrigeración de motor. Es obvio, por otra parte, que si esta generación de vapor se produce de forma incontrolada podría producirse un severo sobrecalentamiento del motor, con resultados catastróficos [53].

La clave para evitar dichos problemas con un margen suficiente de seguridad radica precisamente en limitar el fenómeno de la evaporación a las condiciones en que el fluido se encuentra, en términos globales, en condiciones subenfriadas, es decir, su temperatura es menor que la temperatura de saturación a la presión de trabajo. Este régimen de evaporación presenta la ventaja adicional de que sólo existe vapor en una delgada capa sobrecalentada, inmediata a la pared, ya que las burbujas formadas en la propia pared colapsan en cuanto alcanzan la región principal del fluido, que se encuentra en condiciones de subenfriamiento. En consecuencia, no es necesario introducir cambios esenciales en el diseño global del circuito [16, 54].

Como ejemplo, cabe citar la arquitectura considerada en [16] donde, aparte del uso de una bomba eléctrica (que, como se ha puesto de manifiesto en el apartado 1.2.1, no es un requerimiento específico de la ebullición subenfriada) únicamente fue necesario hacer pequeños cambios en el diseño del depósito de expansión. Con esta mínima modificación, se consiguieron reducciones sustanciales en la potencia requerida por el accionamiento de la bomba, con disminuciones del caudal de refrigerante requerido de entre un 75 % y un 85 % dependiendo del motor considerado, y reduc-

ciones del 2 al 3 % en consumo de combustible y del 10 % y el 3 % en emisiones de monóxido de carbono e hidrocarburos sin quemar en el ciclo MVEG.

Por supuesto, todas estas ventajas potenciales dependen de que no se rebase el régimen de ebullición subenfriada, lo que implica, por una parte, la necesidad de un control preciso de las condiciones de flujo del refrigerante y, por otra parte, la necesidad de disponer de modelos predictivos suficientemente precisos y capaces de tener en cuenta la complejidad intrínseca a la transferencia de calor en flujo bifásico. Respecto del primer aspecto, tal control es también necesario en la mayor parte de las estrategias avanzadas de refrigeración que se han comentado anteriormente. En particular, se ha propuesto la aplicación de la ebullición subenfriada en el marco de estrategias de refrigeración de precisión [43, 55], habiéndose demostrado que dicha combinación puede conducir a reducciones sustanciales en el caudal de refrigerante [27].

Respecto del segundo aspecto, la situación no es totalmente satisfactoria en cuanto a la comprensión de los fenómenos de ebullición y a las correlaciones experimentales o modelos teóricos para la transferencia de calor asociada. Esto es en gran parte debido a la complejidad de dichos fenómenos, que es en buena medida resultado del hecho de que las condiciones particulares en la superficie (su rugosidad, la deposición de materiales extraños, la presencia de gases, o la distribución de velocidad del flujo) influyen de forma decisiva en el proceso de generación de burbujas [56].

1.3. Objetivos y metodología de la Tesis

A la vista de la revisión que se acaba de presentar, es imperativo profundizar en el conocimiento de los fenómenos básicos que determinan los procesos de transferencia de calor entre el motor y el fluido refrigerante. En particular, las estrategias de refrigeración más avanzadas hacen especial hincapié en la ebullición nucleada como mecanismo de transmisión de calor, sobre todo en el caso de la culata, tanto de manera previa, para controlar su aparición y mantenerla acotada en los límites de la ebullición subenfriada, como para la explotación de sus ventajas en zonas especialmente cargadas desde el punto de vista térmico. En cualquiera de los dos casos, es claro que cualquier modelo de dinámica de fluidos computacional que se emplee para predecir la distribución de temperatura y flujos de calor en una culata debe ser capaz de dar cuenta del fenómeno de la ebullición nucleada, o de otra forma los resultados pueden venir afectados de serias inexactitudes [27].

La investigación llevada a cabo se ha centrado en este aspecto (el estudio de la evaporación nucleada en los sistemas de refrigeración de motores de combustión interna), y su objetivo global han sido la puesta a punto de técnicas experimentales y

numéricas que permitan evaluar y predecir los flujos térmicos en la culata con vistas a su futuro empleo en la obtención de soluciones óptimas. Para la consecución de este objetivo general se plantearon los siguientes objetivos parciales:

- El desarrollo y puesta a punto de técnicas experimentales para la caracterización del fenómeno, que permitan obtener información sobre su desarrollo así como datos precisos para la validación de herramientas numéricas.
- La adaptación de dichas técnicas a las geometrías reales de culata, con el fin de disponer de información experimental en condiciones representativas del motor pero con mayor acceso a la información relevante.
- La puesta a punto y evaluación de herramientas numéricas para el cálculo del flujo de fluido y la transferencia de calor en galerías de refrigeración de motores.

Para alcanzar estos objetivos, se ha adoptado una metodología en que se combinan distintas aproximaciones a distintos niveles:

- Como aproximación básica, se ha empleado una combinación de trabajos experimentales y de análisis teóricos y computacionales que se apoyan mutuamente en términos de verificación e interpretación de los resultados. En este sentido se han considerado las siguientes actividades:
 - La realización de medidas de temperatura y flujos térmicos (con apoyo de técnicas ópticas de visualización cuando el sistema estudiado lo ha permitido) en condiciones suficientemente controladas y representativas de las condiciones reales existentes en el motor, pero sin las inevitables incertidumbres asociadas con las medidas realizadas en un motor en funcionamiento.
 - La puesta a punto de modelos numéricos para el cálculo del flujo bifásico y la transferencia de calor en conductos, aprovechando las medidas realizadas para analizar su sensibilidad a variaciones en aquellos parámetros de los modelos que son difícilmente determinables a priori.
- Respecto del sistema a estudiar, se ha planteado una secuencia de análisis sobre dos sistemas de complejidad creciente:
 - Un conducto simple de sección rectangular, con posibilidad de acceso óptico, donde es posible realizar medidas de temperatura y flujo relativamente precisas, y cuyo modelado numérico no presenta otro problema que la presencia de flujo bifásico, con el fin de disponer de un sistema de

referencia para poder determinar el alcance y la validez de los distintos modelos numéricos que intentan dar cuenta de sus efectos.

- Una culata real, en la que las posibilidades de medida vienen limitadas por la complejidad geométrica, que asimismo introduce dificultades adicionales para su tratamiento numérico.

La idea básica es, como se acaba de comentar, emplear el conducto simple para garantizar la validez de los resultados tanto experimentales como computacionales, lo que ha permitido analizar la geometría real con suficiente confianza en la aplicabilidad de las herramientas disponibles. Una vez validadas éstas, será posible en el futuro realizar estudios orientados a la definición de criterios generales para la obtención de soluciones óptimas. Con más detalle, se ha pretendido que el trabajo realizado sobre el conducto simple permitiera:

- Determinar los factores que determinan la evaporación nucleada utilizando un fluido refrigerante habitual en sistemas de refrigeración de motores (una mezcla al 50% en volumen de agua y etilenglicol).
- Evaluar y analizar la importancia relativa de los factores identificados para una descripción suficientemente precisa de la producción de la evaporación nucleada para el fluido considerado.
- Obtener la mayor cantidad posible de información experimental de cara a la ulterior validación de los modelos de cálculo, en particular, información relativa a la fracción de vapor y a la influencia de la presencia de burbujas sobre la estructura y desarrollo del campo de flujo.
- Evaluar en un caso geoméricamente simple la capacidad de distintos modelos numéricos para reproducir los resultados obtenidos, y analizar hasta qué punto la calidad de los resultados computacionales depende de la disponibilidad de medidas que permitan ajustar los distintos parámetros de dichos modelos, y obteniendo criterios para fijar el valor de esos parámetros.

Respecto de los trabajos llevados a cabo sobre una geometría real de culata, los resultados perseguidos fueron:

- Obtener la mayor cantidad posible de información experimental, teniendo en cuenta que ésta no puede ser nunca comparable en calidad y diversidad con la obtenida en el conducto simple.
- Evaluar la capacidad de las simulaciones de flujo evaporativo para reproducir los datos experimentales obtenidos, partiendo de los criterios definidos en el

estudio computacional sobre el conducto simple, así como analizar los resultados obtenidos en términos de distribuciones de temperatura y flujos de calor y su potencial de aplicación al diseño y optimización de geometrías de culata.

Las consideraciones anteriores determinan y justifican el contenido de los capítulos restantes: el capítulo 2 está dedicado a exponer las características básicas del fenómeno de la transferencia de calor evaporativa, así como aquéllos de los distintos modelos y correlaciones propuestos en la literatura que resultan más relevantes para la aplicación considerada, proporcionando así la base conceptual a todos los desarrollos ulteriores.

En el capítulo 3 se describe el montaje experimental diseñado para los estudios sobre el conducto simple, describiéndose y discutiéndose los resultados obtenidos, tanto en términos de los flujos de calor como en términos de la distribución de tamaños de burbujas, sobre la base de las correlaciones y modelos descritos en el capítulo 2, eventualmente modificados sobre la base de los resultados obtenidos.

El capítulo 4 está dedicado a la descripción de los modelos computacionales empleados y al análisis de su aplicación al conducto simple, haciendo especial hincapié, como ya se ha comentado, en la robustez de los modelos en condiciones en que la información disponible sea incompleta, que en definitiva son las más habituales en la práctica.

En el capítulo 5 se describen los trabajos, tanto experimentales como computacionales, llevados a cabo sobre la geometría real de culata, incluyendo la detección del fenómeno de la evaporación en las condiciones experimentales consideradas, y la evaluación de los resultados de las simulaciones numéricas en esta geometría compleja.

Finalmente, en el capítulo 6 se resumen las principales conclusiones alcanzadas durante la realización de los trabajos, y se exploran y sugieren posibles desarrollos futuros.

Bibliografía

- [1] KNECHT, W. Diesel engine development in view of reduced emission standards. *Energy* **33**(2): 264–271, 2008.
- [2] TAYLOR, A. M. K. P. Science review of internal combustion engines. *Energy Policy* **36**(2): 4657–4667, 2008.
- [3] PAYRI, F., DESANTES, J. M. *Motores de combustión interna alternativos*. Reverté, 2011.
- [4] FRASER, N., BLAXILL, H., LUMSDEN, G., BASSETT, M. Challenges for increased efficiency through gasoline engine downsizing. *SAE Paper 2009-01-1053*, 2009.

-
- [5] HEYWOOD, J. *Internal combustion engine fundamentals*. McGraw-Hill, 1988.
- [6] SROKA, Z. J. Some aspects of thermal load and operating indexes after downsizing for internal combustion engine. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry* **110**(1): 51–58, 2012.
- [7] SHER, E., SHER, I. Theoretical limits of scaling-down internal combustion engines. *Chemical Engineering Science* **66**(3): 260–267, 2011.
- [8] PAYRI, F., LOPEZ, J. J., PLA, B., GRACIANO, D. Assessing the limits of downsizing in Diesel engines. *SAE Paper 2014-32-0128*, 2014.
- [9] BORMAN, G., NISHIWAKI, K. Internal combustion engine heat transfer. *Progress in Energy and Combustion Science* **13**(1): 1–46, 1987.
- [10] ECKER, H., SCHWADERLAPP, M., GILL, D. Downsizing of Diesel engines: 3-cylinder / 4-cylinder. *SAE Paper 2000-01-0990*, 2000.
- [11] HOAG, K. *Vehicular engine design*. Springer, 2006.
- [12] ROBINSON, K., HAWLEY, J. G., CAMPBELL, N. A. F. Experimental and modeling aspects of flow boiling heat transfer for application to internal combustion engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(10): 877–889, 2000.
- [13] TORREGROSA, A. J., OLMEDA, P., MARTÍN, J., DEGRAEUWE, B. Experiments on the influence of inlet charge and coolant temperature on performance and emissions of a di diesel engine. *Experimental Thermal and Fluid Science* **30**(7): 633–641, 2006.
- [14] MOLINA, R., LEGHISSA, M., MASTROGIACOMO, L. New developments in high performance cylinder heads: application of LHIP and SPLIT cylinder head concept. *Metallurgical Science and Technology* **22**(2): 3–8, 2004.
- [15] HAYCOCK, R. F., CAINES, A. J., HILLIER, J. *Automotive lubricants reference book*. 2nd edition. SAE International, 2004.
- [16] AP, N., TARQUIS, M. Innovative engine cooling system comparison. *SAE Paper 2005-01-1378*, 2005.
- [17] KOCH, F., HAUBNER, F. Cooling system development and optimization for di engines. *SAE Paper 2000-01-0283*, 2000.
- [18] PANG, H. H., BRACE, C. J. Review of engine cooling technologies for modern engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **218**(11): 1209–1215, 2004.
- [19] PERSET, D., JOUANNET, B. Simulation of a cooling loop for a variable speed fan system. *SAE Paper 1999-01-0576*, 1999.
- [20] WAGNER, J., SRINIVASAN, V., DARREN, D. M., MAROTTA, E. E. Smart thermostat and coolant pump control for engine thermal management systems. *SAE Paper 2003-01-0272*, 2000.
- [21] EBERTH, J., WAGNER, J., AFSHAR, B., FOSTER, R. Modeling and validation of automotive “Smart” thermal management system architectures. *SAE Paper 2004-01-0048*, 2004.

- [22] PARK, J. S., GU, B. G., CHOI, J. H., JUNG, I. S. Development of BLC motor drive for automotive water pump systems. *Journal of International Council on Electrical Engineering* **1**(4): 395–399, 2011.
- [23] YANG, J. Coolant pump throttling - a simple method to improve the control over si engine cooling system. *SAE Paper 961813*, 1996.
- [24] AP, N., GOLM, N. New concept of engine cooling system (NewCool). *SAE Paper 971775*, 1997.
- [25] PAGE, R., HNATCZUK, W., KOZIEROWSKI, J. Thermal management for the 21st century - Improved thermal control and fuel economy in an army medium tactical vehicle. *SAE Paper 2005-01-2068*, 2005.
- [26] ALKIDAS, A. Combustion advancements in gasoline engines. *Energy Conversion and Management* **48**(11): 2751–27610, 2007.
- [27] BURKE, R. D., BRACE, C. J., HAWLEY, J. G., PEGG, I. Review of the systems analysis of interactions between the thermal, lubricant, and combustion processes of diesel engines. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **224**(5): 681–704, 2010.
- [28] BRACE, C. J., BURNHAM-SLIPPER, H., WIJETUNGE, R. S., VAUGHAN, N. D., WRIGHT, K., BLIGHT, D. Integrated cooling systems for passenger vehicles. *SAE Paper 2001-01-1248*, 2001.
- [29] CORTONA, E., CHRISTOPHER, O. H. Engine thermal management with electric cooling pump. *SAE Paper 2001-01-1767*, 2001.
- [30] CHALGREN, R. D. J. Thermal comfort and engine warm up optimization of a low flow advanced thermal management system. *SAE Paper 2004-01-0047*, 2004.
- [31] ALLEN, D., LASECKI, M. Thermal management evolution and controlled coolant flow. *SAE Paper 2001-01-1732*, 2001.
- [32] CHANFREAU, M., JOSEPH, A., BUTLER, D., SWIATEK, R. Advanced engine cooling thermal management system on a dual voltage 42V-14V minivan. *SAE Paper 2001-01-1742*, 2001.
- [33] COUETOUSE, H., GENTILE, D. Cooling system control in automotive engines. *SAE Paper 920788*, 1992.
- [34] BRACE, C. J., HAWLEY, J. G., AKEHURST, S., PIDDOCK, M., PEGG, I. Cooling system improvements - assessing the effects on emissions and fuel economy. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **222**(4): 579–591, 2008.
- [35] TORREGROSA, A. J., BROATCH, A., OLMEDA, P., ROMERO, C. Assesment of the influence of different cooling system configurations on engine warm-up, emissions and fuel consumption. *International Journal of Automotive Technology* **9**(4): 447–458, 2008.
- [36] CHASTAIN, J., WAGNER, J. Advanced thermal management for internal combustion engines - Valve design, component testing and block redesign. *SAE Paper 2006-01-1232*, 2006.

- [37] FINLAY, I. C., TUGWELL, W., BIDDULPH, T. W., MARSHALL, R. A. The influence of coolant temperature on the performance of a four cylinder 1100 cc engine employing a dual circuit cooling. *SAE Paper 880263*, 1988.
- [38] KOBAYASHI, H., YOSHIMURA, K., HIRAYAMA, T. A study on dual circuit cooling for higher compression ratio. *SAE Paper 841294*, 1984.
- [39] DONN, C., ZULEHNER, W., GHEBRU, D., SPICHER, U., HONZEN, M. Experimental heat flux analysis of an automotive Diesel engine in steady-state operation and during warm-up. *SAE Paper 2011-24-0067*, 2011.
- [40] OSMAN, A., SABRUDIN, A., HUSSIN, M., BAKRI, Z. Design and simulations of an enhanced and cost effective engine split cooling concept. *SAE Paper 2013-01-1640*, 2013.
- [41] CIPOLLONE, R., DI BATTISTA, D. Performances and opportunities of an engine cooling system with a double circuit at two temperature levels. *SAE Paper 2012-01-0638*, 2012.
- [42] CIPOLLONE, R., DI BATTISTA, D., GUALTIERI, A. A novel engine cooling system with two circuits operating at different temperatures. *Energy Conversion and Management* **75**: 581–592, 2013.
- [43] ROBINSON, K., CAMPBELL, N. A. F., HAWLEY, J. G., TILLEY, D. G. A review of precision engine cooling. *SAE Paper 1999-01-0578*, 1999.
- [44] FINLAY, I., GALLACHER, G., BIDDULPH, T., MARSHALL, R. The application of precision cooling to the cylinder head of a small automotive, petrol engine. *SAE Paper 880263*, 1988.
- [45] CLOUGH, M. Precision cooling of four valve per cylinder engine. *SAE Paper 931123*, 1993.
- [46] VAGENAS, A., HAWLEY, J., BRACE, C., WARD, M. On-vehicle controllable cooling jets. *SAE Paper 2004-01-0049*, 2004.
- [47] ZIDAT, S., JULLIEN, J., GENTILE, D. Refroidissement par ébullition-condensation: Etat de l'art dans le domaine des moteurs. *Revue Générale de Thermique* **30**(354-355): 381–387, 1991.
- [48] LESHNER, M. D. Evaporative engine cooling for fuel economy. *SAE Paper 831261*, 1983.
- [49] LEE, S., KIM, J., HAN, B., CHOI, T., BAE, S. Development of an evaporative cooling system for small four-stroke engines. *KSME Journal* **4**(2): 150–155, 1990.
- [50] RAMSTORFER, F., STEINER, H., BRENN, G., KORMANN, C., RAMMER, F. Subcooled boiling flow heat transfer from plain and enhanced surfaces in automotive applications. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **130**(1): 011501, 2008.
- [51] LEE, H. S., CHOLEWCZYNSKI, L. V. A study on convection and boiling heat transfer modes in a standard engine cooling system. *VTMS 6 - Vehicle Thermal Management Systems*, 805–821, 2003.

-
- [52] AJOTIKAR, N., EGGART, B., MIERS, S. A. Nucleate boiling identification and utilization for improved internal combustion engine efficiency. In *Proc. ASME Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference*, 949–958. 2010.
- [53] CAMPBELL, N. A. F., HAWLEY, J. G. Predicting critical heat flux as a precursor to a boiling-based ic engine-cooling strategy. *Journal of the Institute of Energy* **76**(506): 22–28, 2003.
- [54] STEINER, H., BRENN, G., RAMSTORFER, F., BREITSCHÄDEL, B. Increased cooling power with nucleate boiling flow in automotive engine applications. In CHIABERGE, M. (ed.), *New trends and developments in automotive system engineering*, 249–272. InTech, 2011.
- [55] CAMPBELL, N. A. F., TILLEY, D. G., MACGREGOR, S. A., WONG, L. Incorporating nucleate boiling in a precision cooling strategy for combustion engines. *SAE Paper 971791*, 1997.
- [56] TONG, L. S., TANG, Y. S. *Boiling heat transfer and two-phase flow*. Taylor and Francis, 1997.

Capítulo 2

Bases de la transferencia de calor evaporativa

Índice

2.1. Introducción	21
2.2. Fundamentos de evaporación	22
2.2.1. Evaporación en piscina	23
2.2.2. Mecanismos de ebullición nucleada	25
2.2.3. Correlaciones para evaporación en piscina	25
2.3. Flujo evaporativo	32
2.3.1. Patrones de flujo	33
2.3.2. Transferencia de calor en flujo evaporativo	34
2.3.3. Correlaciones para flujo evaporativo	35
2.4. Dinámica de burbujas	44
2.4.1. Un modelo de formación y evolución de burbujas	45
Bibliografía	51

2.1. Introducción

La evaporación es un proceso físico conocido por su complejidad que consiste en el paso gradual de un estado líquido hacia un estado gaseoso, tras haber adquirido suficiente energía. El proceso se produce a cualquier temperatura, siendo tanto más rápido cuanto más elevada es aquélla. La evaporación está presente en un sinnúmero de procesos industriales, debido a los beneficios que puede aportar, en particular en

el caso de la transferencia de calor al fluido refrigerante que circula por las galerías de refrigeración de la culata de un motor de combustión interna alternativo.

En este capítulo se realiza una revisión de las bases teóricas del trabajo descrito en los capítulos posteriores. Primero, se da una introducción a la transferencia de calor evaporativa, comenzando por el caso más simple en que el fluido se halla inicialmente en reposo (evaporación en piscina o *pool boiling*), y que además aparece sistemáticamente como un ingrediente en los distintos tratamientos propuestos para el caso más complejo (y más relevante desde el punto de vista de este trabajo) en que el fluido se encuentra en movimiento (evaporación en flujo o *flow boiling*). En este último caso, el estudio se limitará al análisis del flujo en conductos horizontales, ya que esta es la dirección dominante en el movimiento del refrigerante por las galerías de la culata de un MCI.

Una vez revisadas las aportaciones más notables al cálculo de los flujos de calor evaporativos, se tratará brevemente el problema de la dinámica de burbujas, con especial atención a la determinación de la distribución de tamaños y a su relación con el cálculo del flujo de calor, para lo que se desarrollará, siguiendo los procedimientos habituales en la literatura, un modelo adecuado a superficies horizontales.

2.2. Fundamentos de evaporación

Se pueden distinguir diferentes tipos de evaporación, de acuerdo con la geometría y la configuración del problema y con los mecanismos presentes. En cualquier caso, no es necesario que toda la masa del fluido alcance el punto de ebullición, que depende de la presión y de la naturaleza del fluido.

Atendiendo al primer aspecto, puede distinguirse entre la evaporación en piscina (*pool boiling*), en la que el calor se transfiere a un fluido en reposo, y la evaporación en flujo (*flow boiling*) si el fluido en cuestión está en movimiento.

De acuerdo a los mecanismos presentes, un primer mecanismo se da cuando la transferencia de calor se lleva a cabo principalmente por el crecimiento y desprendimiento de burbujas de vapor en el seno de fluido. A este mecanismo se lo conoce como ebullición nucleada, mientras que cuando el calor es transferido por conducción y radiación a través de una película de vapor que cubre la superficie de calentamiento, se habla de evaporación en película (*film boiling*). Cabe destacar que, si bien cualquiera de los mecanismos mencionados de evaporación puede estar presente en la evaporación en piscina, sólo en la evaporación en flujo podemos encontrar los dos mecanismos.

Por otro lado, cuando la temperatura del fluido está en conjunto por debajo de la temperatura de saturación el proceso de evaporación es llamado evaporación suben-

friada, colapsando las burbujas de vapor en una capa de fluido próxima a la superficie de calentamiento, mientras que si el fluido se encuentra en condiciones saturación se habla de evaporación saturada y pueden hallarse burbujas en todo el seno del fluido.

En lo que sigue, se describen los procesos de evaporación en piscina y con flujo, y se revisan algunos de los métodos más extendidos para la predicción de sus efectos.

2.2.1. Evaporación en piscina

La ebullición en piscina se produce cuando un elemento calentador está sumergido en un recipiente lleno de líquido, inicialmente en condiciones de reposo. Cuando la temperatura de la superficie del calentador rebasa la temperatura de saturación del líquido, aparecen burbujas de vapor sobre la superficie del elemento calentador. Dichas burbujas crecen rápidamente en la capa de fluido situada sobre el elemento calentador y posteriormente se desprenden y se desplazan hacia su superficie. El proceso viene determinado por la nucleación, el crecimiento, el desprendimiento y el colapso de las burbujas, así como por la convección natural que tiene lugar en el seno del fluido [1].

En la curva de ebullición que se muestra en la figura 2.1 se pueden identificar cuatro regímenes de transferencia de calor diferentes:

1. Convección natural, caracterizada por la convección natural monofásica desde la superficie caliente hacia el líquido, sin formación de burbujas sobre la superficie. Comprende el intervalo entre los puntos 1 y 2 en la figura.
2. Ebullición nucleada: proceso de convección natural bifásica en que las burbujas se nuclean, crecen y abandonan la superficie de calentamiento (puntos 2' a 3).
3. Ebullición de transición: régimen intermedio entre el régimen de ebullición nucleada y el de ebullición en película (puntos 4 a 5).
4. Ebullición en película, caracterizado por una capa de vapor estable que se forma entre la superficie caliente y el líquido, de forma que las burbujas se forman en la interfaz libre y no en la pared (puntos 5 a 6).

Entre estos cuatro regímenes pueden distinguirse tres puntos de transición. El primero es el llamado inicio de la ebullición nucleada (IEN), en que aparecen las primeras burbujas sobre la superficie. El segundo es el pico de la curva donde se sitúa el máximo de la fase de ebullición nucleada, que se denomina flujo de calor crítico (FCC). El último punto de transición se sitúa en el mínimo relativo de la curva de ebullición (punto 5) y se denomina punto de mínima ebullición en película.

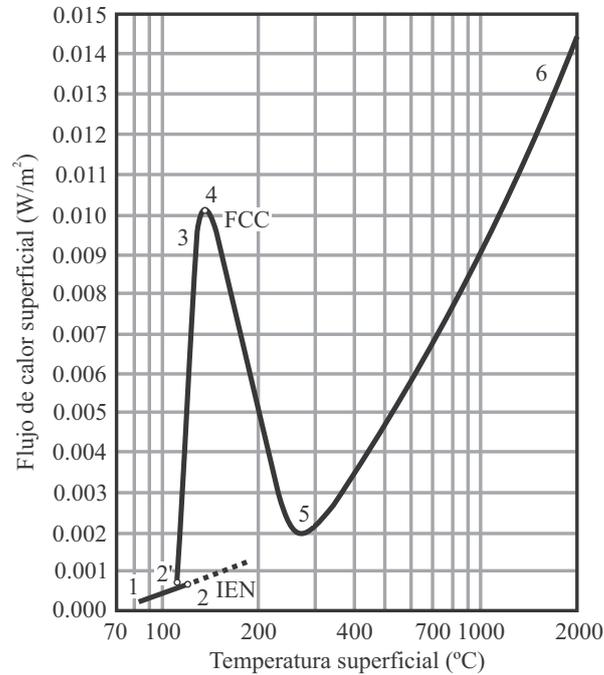


Figura 2.1. Curva de ebullición.

Como puede apreciarse, una vez se rebasa el flujo de calor crítico se produce una reducción drástica en el flujo de calor que, en el caso de un motor de combustión interna, produciría un incremento excesivo en las temperaturas de los componentes. A este respecto, no debe olvidarse que este escenario potencialmente catastrófico es el que tradicionalmente ha desaconsejado la explotación de los posibles beneficios en términos de transferencia de calor que se podrían obtener mediante estrategias de refrigeración basadas en la ebullición [2]. Por ello, para que una tal estrategia se pueda implementar de forma efectiva es preciso controlar y limitar la ebullición de forma que nunca se alcance el flujo crítico de calor.

En consecuencia, si bien existen métodos para la predicción del coeficiente de transferencia de calor en todos los regímenes arriba citados, únicamente se considerará en lo que sigue el régimen de ebullición nucleada. Se considerarán primero los mecanismos de transferencia de calor que desempeñan algún papel en la ebullición en piscina, pasando posteriormente a discutir algunas de las correlaciones más empleadas.

2.2.2. Mecanismos de ebullición nucleada

Pueden identificarse tres mecanismos que contribuyen al proceso de ebullición nucleada y que compiten entre sí:

1. Agitación de burbujas: el movimiento inducido en el líquido por el crecimiento y el desplazamiento de las burbujas sobre la superficie hace que la convección monofásica no pueda considerarse un mero proceso de convección libre, sino un proceso de convección localmente forzada. El calor (sensible) es evacuado en forma de líquido sobrecalentado. La importancia de la contribución de este mecanismo depende de la intensidad del proceso de ebullición.
2. Intercambio vapor-líquido: las estelas dejadas por las burbujas al desprenderse eliminan localmente de la superficie la capa límite, lo que da lugar a un proceso cíclico de renovación de la capa límite, lo que puede interpretarse como que el líquido circundante tiene a llenar el espacio ocupado por la burbuja antes de abandonar el sitio de nucleación. Como en el caso anterior, el calor es evacuado en forma de líquido sobrecalentado, y la correspondiente tasa temporal depende, como es razonable, del espesor de la capa y su temperatura, así como del área de influencia de las burbujas y su frecuencia de desprendimiento, y de la densidad de sitios de nucleación activos.
3. Evaporación: El calor se transmite por conducción a la capa límite térmica y de ahí a la interfaz de las burbujas, donde se transforma en calor latente. Puede distinguirse entre la macroevaporación, que se produce en la parte superior de las burbujas, y la microevaporación, que se da en la capa delgada de líquido que queda entre la burbuja y la superficie. La contribución de este mecanismo depende del flujo volumétrico de vapor que abandona la superficie por unidad de área.

A estos mecanismos cabe añadir, en el caso de flujos de calor muy bajos, la existencia de convección natural monofásica en porciones de la superficie en que no se produzca crecimiento de burbujas.

2.2.3. Correlaciones para evaporación en piscina

Se han propuesto numerosas correlaciones empíricas para la estimación del flujo de calor en la ebullición en piscina de líquidos monocomponente. Se trata en general de extensiones al caso evaporativo de correlaciones para convección libre y forzada sin cambio de fase. También se han propuesto distintos modelos, incluyendo modelos

mecanicistas, modelos hidrodinámicos y modelos basados en analogías. Las diferencias entre los distintos modelos estriban fundamentalmente en cómo se supone que se transfiere el calor desde la superficie al fluido y cuál se supone que es el mecanismo de transferencia de calor dominante. Así, de acuerdo con lo expuesto en el apartado anterior, estos modelos hacen uso de magnitudes tales como la frecuencia de partida de las burbujas, el número de sitios de nucleación, el ángulo de contacto entre la superficie y las burbujas, el factor de rugosidad de la superficie, etc. En todos los casos, es la calidad en la determinación de dichos parámetros la que determina el eventual éxito de un modelo dado en la reproducción de los datos experimentales.

Dado esto, puede comprenderse que ningún modelo proporciona resultados satisfactorio en todas las condiciones, sino que cada modelo sólo es aplicable con ciertas garantías en un determinado intervalo de condiciones termodinámicas y parámetros característicos del sistema en estudio [3].

La mayoría de las correlaciones propuestas en la literatura se pueden agrupar en dos grandes bloques:

1. Correlaciones basadas en propiedades del fluido, obtenidas en general a través de la definición de grupos adimensionales, si bien esto no siempre se refleja de forma evidente en las expresiones finales.
2. Correlaciones basadas en variables reducidas, haciendo uso de la “ semejanza termodinámica ” implicada por la validez de la ley de los estados correspondientes.

Otras características de las correlaciones, que son válidas independientemente de a cuál de los grupos anteriores pertenezcan, son:

- La presencia del flujo de calor en la correlación, lo que es preferible cuando el flujo de calor define la condición de contorno en la superficie de calentamiento, o su ausencia, que hace a la correlación más atractiva cuando la condición en la superficie viene definida por su temperatura.
- La presencia de factores en la correlación que son específicos a un determinado fluido, lo que por supuesto limita la validez de la correlación al conjunto de fluidos para los que dichos factores son conocidos.

En lo que sigue se describen algunas de las correlaciones más utilizadas, agrupadas según la clasificación que se acaba de indicar.

2.2.3.1. Correlaciones basadas en propiedades del fluido

Kruzhilin

Esta correlación fue propuesta en 1947 por Kruzhilin [4]. Toma en cuenta las propiedades termodinámicas del fluido y el diámetro de las burbujas de vapor, pero no intenta tener en cuenta en forma alguna la rugosidad de la superficie. La expresión adimensional del coeficiente de transferencia de calor h_{nb} es:

$$\frac{h_{nb}d}{k_l} = 0.082 \left[\frac{h_{lg}q}{gT_w k \rho_l - \rho_g} \right]^{0.7} \left[\frac{T_w c_{pl} \sigma \rho_l}{h_{lg}^2 \rho_g^2 d} \right]^{0.33} \text{Pr}^{-0.45} \quad (2.1)$$

donde k_l es la conductividad térmica del fluido, q es el flujo de calor, g es la aceleración de la gravedad, T_w es la temperatura de la superficie, ρ es la densidad, c_p el calor específico a presión constante, σ la tensión superficial en la interfaz líquido-vapor, h_{lg} el calor latente de cambio de fase, Pr es el número de Prandtl y los subíndices l y g hacen referencia a líquido y vapor, respectivamente. La longitud d es la dimensión característica de la evaporación en piscina, definida como

$$d = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (2.2)$$

Rohsenow

Propuesta por Rohsenow en 1952 [5], esta expresión toma en cuenta la influencia que tienen sobre la evaporación tanto el líquido como la superficie sólida considerados. La expresión propuesta es

$$\frac{c_{pl}\Delta T}{h_{lg}} = C_{qw} \left[\frac{q}{\mu_l h_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma_l}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^n \text{Pr}^{m+1} \quad (2.3)$$

o bien, expresando de forma explícita el flujo de calor,

$$q = \mu_l h_{lg} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_g)}{\sigma}} \left[\frac{c_{pl}\Delta T}{C_{qw} h_{lg} \text{Pr}_l^{m+1}} \right]^{1/n} \quad (2.4)$$

donde $\Delta T = T_w - T_s$, siendo T_s la temperatura de saturación del fluido, y μ es la viscosidad dinámica del fluido. Los valores indicados para los exponentes empíricos son $m = 0.7$ y $n = 0.33$ para todos los fluidos excepto el agua, para la que Rohsenow recomendó tomar $m = 0$. El valor de la constante empírica C_{qw} depende de la combinación considerada de líquido y de material y acabado de la superficie de calentamiento, pudiendo interpretarse que este parámetro incluye los efectos del

ángulo de contacto, de la microestructura de la superficie y de su interacción sobre la determinación de la densidad de sitios de nucleación. El autor propuso valores para distintas combinaciones de superficie y líquido, siempre con un error del orden del 20%. Posteriormente, Piro [6] extendió el número de combinaciones fluido-superficie consideradas, y concluyó que no sólo el coeficiente C_{qw} depende de dicha combinación, sino también el coeficiente m . Por ejemplo, en el caso del agua m puede variar desde -0.55 hasta 0.26 , dependiendo del material y las características de la superficie. En el Capítulo 4 se volverá a considerar el problema de la determinación de C_{qw} en el contexto del trabajo computacional realizado.

Stephan y Abdelsalam

Se trata en este caso de cuatro correlaciones [7] obtenidas mediante la aplicación de técnicas estadísticas de regresión múltiple a datos para el agua, fluidos refrigerantes, fluidos orgánicos y fluidos criogénicos. En todas estas correlaciones se emplean las propiedades de los fluidos evaluadas a la temperatura de saturación. El coeficiente de transferencia de calor se normaliza tomando como longitud característica el diámetro d_b de salida de las burbujas.

La expresión para el agua es:

$$\frac{h_{nb}d_b}{k_l} = 0.23 \left[\frac{qd_b}{k_l T_s} \right]^{0.674} \left[\frac{\rho_g}{\rho_l} \right]^{0.297} \left[\frac{h_{lg}d_b^2}{\alpha_l^2} \right]^{0.371} \left[\frac{\alpha_l^2 \rho_l}{\sigma d_b} \right]^{0.35} \left[\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right]^{-1.73} \quad (2.5)$$

donde α_l es la difusividad térmica del fluido, mientras que la correlación para un fluido orgánico es:

$$\frac{h_{nb}d_b}{k_l} = 0.0546 \left[\frac{qd_b}{k_l T_s} \right]^{0.67} \left[\frac{\rho_g}{\rho_l} \right]^{0.335} \left[\frac{h_{lg}d_b^2}{\alpha_l^2} \right]^{0.248} \left[\frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l} \right]^{-4.33} \quad (2.6)$$

El diámetro de salida de la burbuja de vapor se calcula mediante la ecuación de Fritz [8]:

$$d_b = 0.0146\theta \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (2.7)$$

donde el ángulo de contacto θ se toma de 45° para el agua y de 35° para cualquier otro fluido. Los errores asociados al uso de esta expresión para el cálculo del diámetro de salida son, probablemente, la principal fuente de error en los resultados de esta correlación.

Zuber y Forster

En su trabajo, Forster y Zuber [9] se basaron en el estudio de los diámetros de burbuja y su tasa de crecimiento para analizar la ebullición superficial a flujos de calor altos. Según sus desarrollos teóricos, el producto del radio de las burbujas por su velocidad radial es una constante independiente del diámetro, lo que les permitió definir un número de Reynolds para la capa de fluido sobrecalentado adyacente a la superficie. Haciendo uso de dicha definición, propusieron la siguiente expresión del coeficiente de transferencia de calor para evaporación en piscina:

$$h_{nb} = 0.00122 \frac{k_l^{0.79} c_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} l_{lg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \Delta T_s^{0.25} \Delta p_s^{0.75} \quad (2.8)$$

donde ΔT_s representa el sobrecalentamiento y $\Delta p_s = p_s(T_s) - p_s(T_s)$ es la diferencia en presión de saturación correspondiente a las temperaturas de saturación y de pared. Como puede apreciarse, esta correlación se caracteriza por la ausencia del flujo de calor en su expresión.

2.2.3.2. Correlaciones basadas en variables reducidas**Mostinski**

La correlación de Mostinski [10] está basada en la aplicación de la ley de los estados correspondientes, de forma que el ajuste de los datos experimentales se hace en función de la presión reducida $p_r = p/p_c$, donde p_c es la presión crítica del fluido. Esta correlación no involucra las características ni de la superficie ni del fluido, y proporciona resultados aceptables en una amplia variedad de fluidos y en un gran intervalo de presiones reducidas. La expresión propuesta para el coeficiente de transferencia de calor es:

$$h_{nb} = 0.00417 q^{0.7} p_c^{0.69} F(p_r) \quad (2.9)$$

Tal como se ha comentado, en esta correlación la rugosidad de la superficie no es tomada en cuenta, y el coeficiente de transferencia de calor depende del flujo de calor a través del término $q^{0.7}$. Los efectos de la presión sobre la evaporación nucleada se tienen en cuenta a través del factor de corrección adimensional $F(p_r)$, que depende únicamente de la presión reducida p_r y cuya expresión es:

$$F(p_r) = 1.8 p_r^{0.17} + 4 p_r^{1.2} + 10 p_r^{10} \quad (2.10)$$

Nishikawa y Fujita

Esta correlación [3] fue obtenida a través de experimentos con los refrigerantes R21,

R113 y R114, utilizando calentadores de placa horizontales con diferentes rugosidades y suponiendo la existencia de una semejanza termodinámica que permitiera el uso de la misma correlación para los tres fluidos. Todos los datos obtenidos por los autores presentan un $\pm 30\%$ de precisión al utilizar esta correlación, cuya expresión es:

$$h_{nb} = \frac{31.4p_c^{0.2}}{M^{0.1}T_c^{0.9}}(8R_p)^{0.2(1-p_r)} \frac{p_r^{0.23}}{(1-0.99p_r)^{0.9}} q^{0.8} \quad (2.11)$$

donde M es la masa molecular del fluido, T_c su temperatura crítica, y la rugosidad de la superficie se toma $R_p = 0.125\mu\text{m}$.

Cooper

Esta correlación [11] está basada en la presión reducida, al igual que la correlación de Mostinski [10], pero con la diferencia de que, tal como Nishikawa y Fujita, incluye la rugosidad de la superficie R_p en la correlación, así como la masa molecular del fluido M . Para superficies planas horizontales la expresión propuesta es:

$$h_{nb} = 55(p_r)^{0.12-0.4343 \ln R_p} (-0.4343 \ln p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} \quad (2.12)$$

Se trata, como puede apreciarse, de una correlación *dimensional* en lo que se refiere al flujo de calor, que debe expresarse en W/m^2 , y a la rugosidad, que ha de expresarse en μm . En ausencia de datos sobre la rugosidad, el autor propone tomar $R_p = 1.0\mu\text{m}$. De acuerdo con esta ecuación, el coeficiente de transferencia de calor crece cuando se incrementa la rugosidad, lo que puede interpretarse razonablemente en el sentido de que un incremento de la rugosidad implica un incremento en el número de posibles sitios de nucleación. Esta correlación puede aplicarse a presiones reducidas de entre 0.001 y 0.9, y a fluidos con masas moleculares de entre 2 y 200, representando una buena alternativa, dada su simplicidad, cuando la información disponible sobre las propiedades del fluido es pobre o incompleta.

Gorenflo

Este método [12] se basa en agrupar las variables que influyen sobre el coeficiente de transferencia de calor en un conjunto de factores que permiten definir un coeficiente de transferencia de calor reducido en la forma

$$\frac{h_{nb}}{h_0} = F_q(q/q_0)F_p(p_r/p_{r0})F_f(P_f/P_{f,\text{ref}})F_w \quad (2.13)$$

donde el subíndice 0 denota un cierto estado de referencia, de forma que h_0 es un valor de referencia constante para todos los fluidos. Las funciones F son funciones adimensionales independientes que dan cuenta de la influencia de distintos factores:

F_q y F_p representan los efectos del flujo de calor y la presión reducida, F_f representa la influencia de las propiedades termofísicas del fluido a la presión reducida de referencia p_{r0} , y F_w la influencia de la rugosidad y el material de la superficie. Las expresiones propuestas y la notación empleada para cada función se dan en lo que sigue.

Para la influencia del flujo de calor, se tiene

$$F_q = \frac{h}{h(q = q_0)} = \left[\frac{q}{q_0} \right]^{n(p_r)} \quad (2.14)$$

donde $q_0 = 20 \text{ kWm}^{-2}$, y la dependencia del exponente con la presión reducida es

$$n(p_r) = 0.9 - 0.3p_r^{0.15} \quad (2.15)$$

para el agua, y

$$n(p_r) = 0.95 - 0.3p_r^{0.3} \quad (2.16)$$

para el resto de fluidos. El valor de referencia que se toma para la presión reducida es $p_{r0} = 0.1$, y la expresión de la función que da cuenta de su influencia es:

$$F_p = \frac{h}{h(p_r = p_{r0})} = 1.73p_r^{0.27} + \left[6.1 + \frac{0.68}{1 - p_r} \right] p_r^2 \quad (2.17)$$

para el agua, y para cualquier otro fluido es:

$$F_p = 0.7p_r^{0.2} + \left[4 + \frac{1.4}{1 - p_r} \right] p_r \quad (2.18)$$

Respecto de la influencia de las propiedades termofísicas del fluido, la parte relacionada con la variación de dichas propiedades con la presión ya está incluida en el término F_p , y resta incluir la influencia de las diferencias en las propiedades para distintos fluidos a una misma presión reducida. Este último efecto se modela mediante un parámetro P_f específico de cada fluido y definido como

$$P_f = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{dp}{dT} \right)_s \quad (2.19)$$

es decir, el cociente entre la pendiente de la curva de saturación en el diagrama $p - T$ y la tensión superficial, ambas tomadas a la presión reducida de referencia $p_0 = 0.1$. Entonces, la expresión para F_f es

$$F_f = \left(\frac{P_f}{P_{f,\text{ref}}} \right)^{0.6} \Big|_{p_{r0}=0.1} \quad (2.20)$$

donde $P_{f,\text{ref}} = 1(\mu\text{mK})^{-1}$.

Finalmente, la influencia de la superficie se toma en cuenta mediante el término F_w dado por

$$F_w = \left[\frac{R_p}{R_{p0}} \right]^{2/15} \left[\frac{(k\rho c_p)_w}{(k\rho c_p)_{\text{Cu}}} \right]^{1/4} \quad (2.21)$$

siendo $R_{p0} = 0.4\mu\text{m}$. Como puede apreciarse, el primer factor tiene en cuenta la rugosidad, mientras que el segundo da cuenta de la influencia del material, tomando como referencia el comportamiento del cobre.

Esta correlación es aplicable para presiones reducidas desde 0.0005 hasta 0.95.

Jung

Esta correlación [13] también hace uso de variables reducidas, y se obtuvo a partir de datos para refrigerantes halogenados puros. En este trabajo se identificaron algunos grupos adimensionales que afectan a la transferencia de calor evaporativa y que fueron empleados en el análisis de regresión efectuado. La expresión propuesta es:

$$h_{nb} = 10 \frac{k_l}{d_b} \left[\frac{(q/A)d}{k_l T_s} \right]^{c_1} p_r^{0.1} (1 - T_r)^{-1.4} \left(\frac{\nu}{\alpha} \right)^{-0.25} \quad (2.22)$$

donde A es la superficie de intercambio y ν es la viscosidad cinemática del fluido. El exponente c_1 , que determina la influencia del flujo de calor, es una característica propia del fluido, y presenta una fuerte dependencia tanto con la presión reducida como con el cociente de densidades entre las fases vapor y líquida, que puede ajustarse a la siguiente expresión:

$$c_1 = 0.855 \left(\frac{\rho_g}{\rho_L} \right)^{0.309} p_r^{-0.437} \quad (2.23)$$

Esta correlación predice los datos con una desviación media menor del 7%, incluso considerando todo el intervalo de flujos de calor hasta el propio flujo crítico [14].

2.3. Flujo evaporativo

La evaporación en flujo se caracteriza por incluir conjuntamente la contribución de la convección y la contribución de la evaporación. Este proceso de evaporación se ha estudiado tanto en conductos verticales como en conductos horizontales, con secciones circulares o rectangulares. A diferencia de la evaporación en piscina, que sólo se emplea para refrigerar componentes electrónicos y en ciertos sistemas de refrigeración industriales, la evaporación en flujo posee un amplio espectro de aplicaciones.

Actualmente la evaporación en flujo ha adquirido relevancia en su aplicación a los motores de combustión interna debido a sus posibles beneficios, que incluyen, de forma directa, la posible disminución del tiempo de calentamiento, la obtención de una distribución de temperatura más uniforme y la reducción del costo asociado a los componentes del sistema de refrigeración debido al uso de presiones más bajas y, de forma indirecta, la posibilidad de reducir las pérdidas por fricción, el consumo de combustible y las emisiones contaminantes.

Sin embargo, como ya se ha comentado, la aplicación de esta técnica al sistema de refrigeración de los MCIA comporta una serie de desafíos e inconvenientes, debido a la posibilidad de generación excesiva de vapor y la eventual transición a la evaporación en película. Los daños asociados a una excesiva generación de vapor aumentarían la pérdida de carga del sistema de refrigeración dificultando el flujo del refrigerante; por otro lado, como ya se ha mencionado, en la evaporación en película disminuye el flujo de calor desde la pared por lo que la temperatura aumenta, lo cual podría poner en peligro la integridad del motor.

En lo que sigue, primero se revisarán brevemente los patrones de flujo bifásico, a continuación se describirán y discutirán las correlaciones más utilizadas en la descripción del flujo evaporativo. Puesto que en aquellas porciones de las galerías de refrigeración de un motor en que es esperable la existencia de ebullición el flujo puede considerarse predominantemente horizontal, el estudio presentado se circunscribe a este tipo de flujo.

2.3.1. Patrones de flujo

Durante el proceso de flujo evaporativo se pueden distinguir una serie de patrones de flujo bifásico que conducen al final a la presencia de una única fase vapor. Dichos patrones, que se ilustran en la figura 2.2 junto con los correspondientes regímenes de transferencia de calor, son los siguientes:

- Flujo de burbujas: en este régimen el vapor se encuentra en forma de pequeñas burbujas dispersas en la fase líquida. La forma y el tamaño de dichas burbujas son muy variados, pero siempre poseen dimensiones mucho menores que diámetro hidráulico de la sección por donde transitan.
- Flujo taponado: al incrementarse la fracción de vapor, las burbujas experimentan colisiones y la consiguiente coalescencia dando lugar a burbujas de mayores dimensiones y forma semiesférica, con tamaños del orden del diámetro hidráulico de la sección por donde transitan.
- Flujo anular: en este régimen las burbujas de vapor son alargadas y del perímetro de la sección por donde transitan. La mezcla bifásica está cubierta por una

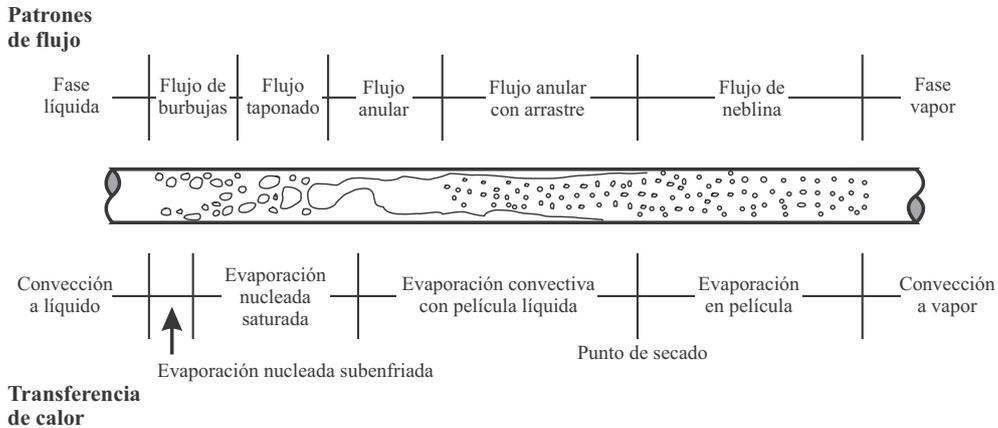


Figura 2.2. Patrones de flujo y regiones de transferencia de calor en flujo evaporativo.

fina película de fluido en estado líquido, y la interfaz líquido-vapor presenta pequeñas ondulaciones.

- Flujo anular con arrastre: este régimen se caracteriza por no tener una fina película de fluido en estado líquido en el perímetro de la sección de paso, sino pequeñas gotas distribuidas en el seno del vapor.
- Flujo en neblina: En este régimen de flujo toda la sección por donde transita el flujo está lleno de vapor, el cual arrastra en su seno gotas de líquido.
- Fase única: está caracterizada por la ausencia total de fase líquida, tanto en forma de película como de gotas.

Existen en la literatura [15] modelos y correlaciones que permiten determinar los gastos máxicos característicos que determinan la transición entre patrones de flujo.

2.3.2. Transferencia de calor en flujo evaporativo

Es bien conocido que el proceso de transferencia de calor por evaporación en flujo es un fenómeno complejo, ya que depende de una serie de condiciones tales como el flujo de calor, las propiedades del fluido, la geometría de la sección por donde circula el fluido, y las condiciones de temperatura y presión del fluido, a diferencia de la evaporación en piscina, en que el coeficiente de transferencia de calor depende en menor grado del flujo de calor. Adicionalmente, el flujo evaporativo implica muchos fenómenos diferentes (crecimiento de burbujas, desprendimiento, coalescencia, colapso), fenómenos que tienen lugar en diferentes escalas espaciales y temporales y

que aún no son comprendidos satisfactoriamente [16] e incluso no son susceptibles de un estudio experimental detallado [17]. Dado que en el presente trabajo se considera únicamente la transmisión de calor en flujo evaporativo con subenfriamiento, en lo que sigue sólo se tendrá en cuenta dicho caso.

Durante las últimas décadas se han propuesto y desarrollado numerosos modelos para predecir la transferencia de calor en flujo evaporativo [18]. Dichos modelos pueden ser clasificados en tres categorías:

1. Correlaciones empíricas para el flujo de calor, que permiten únicamente la predicción de un coeficiente global de transferencia de calor, debido a que no incluyen ingredientes relativos a los mecanismos que intervienen en el fenómeno de transferencias de calor. Además, dichas correlaciones no permiten distinguir la cantidad de calor transferido a cada fase (líquido y vapor).
2. Correlaciones empíricas para el reparto de flujos de calor, que difieren de las anteriores en que informan sobre qué cantidad de calor es transferida hacia cada fase, de manera que no proporcionan información sobre el valor absoluto de dichos flujos de calor, sino solamente sobre su magnitud relativa.
3. Modelos mecanicistas de transferencia de calor en flujo evaporativo, que permiten determinar el flujo de calor de forma independiente para ambas fases, y toman en cuenta los diversos mecanismos que intervienen en el fenómeno. Por lo tanto, estos modelos se pueden utilizar en principio para predecir el flujo de calor de pared tanto en su valor global como en lo que respecta al reparto de flujos.

Desde el punto de vista de las galerías de refrigeración de motores, los modelos de más interés son los del primer grupo, por lo que serán descritos con cierto detalle en el apartado 2.3.3. Respecto a los modelos de reparto de flujos, en [18] puede encontrarse una buena revisión, incluyendo las muy citadas aportaciones de los propios autores [19]. Finalmente, si bien los modelos mecanicistas ofrecen en principio la alternativa más atractiva, al proporcionar conjuntamente el flujo total y su reparto, no es menos cierto que dichos modelos precisan a su vez de submodelos y correlaciones para determinar los parámetros relativos a los distintos mecanismos físicos considerados. Esto implica la necesidad de obtener y validar una cantidad considerable de información empírica [20, 21] y determina que la aplicabilidad de estos modelos haya sido aún objeto de estudio recientemente [22].

2.3.3. Correlaciones para flujo evaporativo

Las correlaciones empíricas para el flujo de calor están mayoritariamente basadas en dos conceptos [23]:

- Superposición de flujos, en que se consideran simultáneamente las contribuciones de la convección monofásica y de la ebullición.
- Descripción separada, en que para cada intervalo de la curva de ebullición (figura 2.1) se establece una expresión para la contribución dominante.

En lo que sigue se revisan las formulaciones más significativas de ambos conceptos.

2.3.3.1. Modelos de superposición

En los modelos basados en el método de superposición se asume que el flujo de calor total q_w puede obtenerse a partir de alguna combinación de un componente puramente convectivo q_{fc} y un componente de ebullición nucleada q_{nb} . La formulación más general de esta idea es la del modelo asintótico propuesto por Steiner y Taborek [24]:

$$q_w^n = q_{fc}^n + q_{nb}^n \quad (2.24)$$

donde n es una constante empírica a determinar. El atractivo de estos modelos reside principalmente en que proporcionan las asíntotas correctas en la transición al flujo sin ebullición, en que el componente de ebullición nucleada se hace cero y sólo está presente el componente convectivo. A continuación se discuten las correlaciones más utilizadas. En particular, no se describirán el modelo de Steiner y Taborek, ya que es aplicable exclusivamente a flujos verticales, ni el modelo basado en patrones de flujo de Kattan *et al.* [25] ya que el desconocimiento de dichos patrones en el caso de las galerías del sistema de refrigeración implica una incertidumbre excesiva y que puede compensar las potenciales ventajas del método.

Chen

Tomando el caso particular de $n = 1$ en la ecuación (2.24) se obtiene el modelo aditivo simple propuesto por Chen [26], viniendo el flujo total dado por:

$$q_w = q_{fc} + q_{nb} \quad (2.25)$$

de manera que la ebullición nucleada aparece como una corrección al efecto convectivo de base, y es por ello que esta correlación es válida cuando la cantidad de vapor (y consiguientemente la influencia de la ebullición nucleada) es pequeña.

El flujo de calor puramente convectivo se escribe como

$$q_{fc} = Fh_{fc}(T_w - T_l) \equiv F\tilde{q}_{fc} \quad (2.26)$$

donde el coeficiente de transferencia de calor h_{fc} se calcula mediante la ecuación de Dittus-Boelter:

$$h_{fc} = 0.023 \text{Re}_l^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4} \left(\frac{k_l}{D_h} \right) \quad (2.27)$$

donde D_h representa el diámetro hidráulico del conducto, y Re_l y Pr_l son, respectivamente, los números de Reynolds y de Prandtl del fluido:

$$\text{Re}_l = \frac{\rho_l u D_h}{\mu_l}, \quad \text{Pr}_l = \frac{\mu_l c_{pl}}{k_l} \quad (2.28)$$

donde todas las propiedades del fluido empleadas (ρ , μ y c_{pl}) se evalúan a la temperatura media del fluido.

El parámetro F es un factor de corrección que pretende dar cuenta del incremento en la transferencia de calor producido por los efectos de microconvección asociados con la agitación de las burbujas. Dicho factor está relacionado con el cociente entre el número de Reynolds bifásico $\text{Re}_{2\phi}$ y el número de Reynolds del líquido Re_l mediante la expresión:

$$F = \left(\frac{\text{Re}_{2\phi}}{\text{Re}_l} \right)^{0.8} \quad (2.29)$$

En condiciones de subenfriamiento, es habitual suponer que $F = 1$ [2], es decir, se desprecian los efectos de la agitación de las burbujas. En general, el factor F se expresa como una función del parámetro de Martinelli X_{tt} , dependencia que puede ajustarse [27] a la siguiente expresión:

$$F = \begin{cases} 2.35(X_{tt}^{-1} + 0.213)^{0.736} & : X_{tt}^{-1} > 0.1 \\ 1 & : X_{tt}^{-1} \leq 0.1 \end{cases} \quad (2.30)$$

donde el parámetro de Martinelli viene dado por:

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.5} \quad (2.31)$$

donde x es el título del vapor.

El término de ebullición nucleada se escribe como:

$$q_{nb} = S h_{nb} (T_w - T_s) \equiv S \tilde{q}_{nb} \quad (2.32)$$

donde \tilde{q}_{nb} representa el flujo de calor por evaporación en piscina. Chen [26] empleó la correlación de Forster y Zuber [9], ya mostrada en la ecuación (2.8). Dicha expresión

se corrige con un factor multiplicativo denominado *factor de supresión*, S , que fue introducido para dar cuenta de la disminución en la transferencia de calor que cabe esperar debido a que el flujo forzado crea un gradiente de temperatura en la pared más acusado que el que se da en la ebullición nucleada en piscina, lo que tiene un efecto adverso sobre la nucleación de las burbujas, que es así parcialmente suprimida. El factor de supresión toma valores entre 0 (asintóticamente para una velocidad del flujo infinita) y 1 (para flujo en reposo), y se dio en [26] en forma de gráfica, en función del número de Reynolds bifásico $Re_{2\phi} = F^{1.25} Re_l$, aunque habitualmente se emplea el ajuste propuesto por Butterworth [27]:

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} Re_{2\phi}^{1.17}} < 1 \quad (2.33)$$

El modelo de Chen es el que mayoritariamente ha sido empleado en las aplicaciones del flujo evaporativo a la refrigeración de motores [2, 16], aun cuando su aplicación a las galerías de refrigeración no es completamente evidente, ya que no está claro cómo ha de definirse en tal caso en diámetro hidráulico [28]. El análisis más completo sobre la aplicación del modelo de Chen a los motores de combustión interna es probablemente el presentado por Robinson *et al.* [2], cuya principal conclusión es que el modelo proporciona resultados aceptables en el régimen de ebullición, salvo para el caso de bajas velocidades y bajas temperaturas de entrada del fluido. Por otra parte, hicieron especial hincapié en la importancia de una representación adecuada de los efectos puramente convectivos, que vienen fuertemente influenciados por tres aspectos en particular: el hecho de no estar el flujo totalmente desarrollado, ni térmica ni hidrodinámicamente, la sensibilidad de la viscosidad del fluido a la temperatura, y la rugosidad de la superficie [29]. En relación con este último factor, en [30] se destacó la importancia de la porosidad de la superficie en el régimen de ebullición nucleada, mostrándose el potencial de distintos recubrimientos para la mejora del flujo de calor.

Más recientemente, Lee *et al.* [31] evaluaron el modelo de Chen comparándolo con datos experimentales de flujo evaporativo subenfriado obtenidos tanto en un dispositivo simulador como en motor real, usando una mezcla de agua y etilenglicol al 50% [32]. Sus resultados sugieren que únicamente se requiere un factor de corrección adicional para el término puramente convectivo.

Gungor y Winterton

Esta correlación [33] es una modificación de la correlación de Chen, basada en 3693 puntos experimentales que incluyen datos para el agua, el etilenglicol y cinco fluidos refrigerantes. La expresión propuesta para el flujo de calor es exactamente la misma:

$$q_w = q_{fc} + q_{nb} = Fh_{fc}(T_w - T_l) + Sh_{nb}(T_w - T_s)$$

Respecto de la contribución puramente convectiva, el término h_{fc} se calcula a partir de la correlación de Dittus-Boelter (2.27) pero haciendo uso de la fracción líquida local $\dot{m}(1 - x)$, mientras que el factor multiplicativo de mejora F no se considera función únicamente del parámetro de Martinelli X_{tt} , ecuación (2.31), sino también del número de evaporación Bo, definido por

$$\text{Bo} = \frac{q}{\dot{m}h_{lg}} \quad (2.34)$$

y que representa el cociente entre el flujo de calor existente y el máximo flujo de calor que podría conseguirse de la total evaporación del líquido, y asimismo (en el caso de conductos horizontales) del número de Froude del líquido Fr_l definido como:

$$\text{Fr}_l = \frac{\dot{m}^2}{\rho_l^2 g D_h} \quad (2.35)$$

y que se usa para tener en cuenta los efectos de la estratificación que puede darse en flujo horizontal. De esta manera, la expresión propuesta para el factor F en flujo horizontal puede escribirse como:

$$F = \left(1 + 24000\text{Bo}^{1.16} + 1.37X_{tt}^{-0.86} \right) \Xi(\text{Fr}_l) \quad (2.36)$$

donde

$$\Xi(\text{Fr}_l) = \begin{cases} \text{Fr}_l^{0.1-2\text{Fr}_l} & : \text{Fr}_l < 0.05 \\ 1 & : \text{Fr}_l \geq 0.05 \end{cases}$$

Para el caso de ebullición subenfriada, si bien se arguye que debería considerarse un factor de mejora ya que no deja de existir generación local de vapor, se propuso tomar $F = 1$ ya que de esta manera se obtuvo un mejor ajuste a los datos experimentales.

En el término de ebullición nucleada se emplea, para el coeficiente de transferencia de calor, la correlación de Cooper, ecuación (2.12), suponiendo una rugosidad de $1\mu\text{m}$, es decir,

$$h_{nb} = 55(p_r)^{0.12} (-0.4343 \ln p_r)^{-0.55} M^{-0.5} q^{0.67} \quad (2.37)$$

mientras que para el factor de supresión S se emplea una ecuación similar a la ecuación (2.33), pero cambiando una constante multiplicativa y modificando el exponente del factor de mejora F , por lo que S ya no aparece como función del número de Reynolds bifásico, sino separadamente de F y del número de Reynolds de la fase líquida.

Asimismo, de nuevo se introduce el número de Froude como indicador del umbral de aparición de la estratificación del flujo y de su influencia, quedando finalmente:

$$S = \frac{1}{1 + 1.15 \times 10^{-6} F^2 Re_l^{1.17}} \Lambda(Fr_l) \quad (2.38)$$

donde

$$\Lambda(Fr_l) = \begin{cases} Fr_l^{0.5} & : Fr_l < 0.05 \\ 1 & : Fr_l \geq 0.05 \end{cases}$$

2.3.3.2. Modelos de descripción separada

En estos modelos se describen por separado el flujo de calor por convección y la parte de la curva de evaporación que corresponde a la ebullición parcial y totalmente desarrollada, teniendo en cuenta la transición entre la ebullición convectiva y la ebullición nucleada. Los parámetros básicos de estos modelos son el número de evaporación Bo , ya definido en la ecuación (2.34), y el número de convección Co , definido como

$$Co = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.8} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \Upsilon(Fr_l) \quad (2.39)$$

donde el factor $\Upsilon(Fr_l)$, cuya forma depende del modelo particular considerado, da cuenta de los posibles efectos de estratificación en flujo horizontal, de forma análoga a los factores $\Xi(Fr_l)$ en la ecuación (2.36) y $\Lambda(Fr_l)$ en la ecuación (2.36). Si se comparan los términos restantes de la ecuación (2.39) con la ecuación (2.31) se puede apreciar que, obviando el factor Υ , el número de convección es básicamente una simplificación del parámetro de Martinelli en que se desprecia el efecto de la diferencia de viscosidad entre las fases líquida y vapor. Por tanto, los conceptos físicos en que se basan estos modelos no difieren grandemente de aquéllos en que se basa la correlación de Gungor y Winterton, si bien la formulación precisa de los mismos es distinta.

Los modelos de descripción separada están concebidos para el régimen completamente desarrollado de la evaporación, donde muestran en general un buen comportamiento. Sin embargo, su comportamiento en la evaporación parcialmente desarrollado, cerca del inicio de la evaporación nucleada, no es tan bueno [16]. En contrapartida, estos modelos tienen la ventaja de que, al ser esencialmente locales, se pueden incorporar fácilmente a estudios de dinámica de fluidos computacional, en particular a las galerías de refrigeración de un motor de combustión interna [23].

Entre los modelos más representativos de esta estrategia, destacan los propuestos por Shah [34] y por Kandlikar [35], que se comentan brevemente a continuación.

Shah

Esta correlación fue desarrollada para ser utilizada tanto en geometrías horizontales como verticales, y fue obtenida a partir de un conjunto de datos experimentales de 780 puntos provenientes de 18 experimentos independientes, cubriendo un amplio rango de fluidos refrigerantes con una desviación promedio del 14 %.

Como en los modelos anteriormente descritos, se consideran dos mecanismos diferentes: la ebullición nucleada y la ebullición convectiva. Sin embargo, al contrario que en los modelos de superposición, se toma como coeficiente de transferencia de calor h únicamente al correspondiente a la mayor de las dos contribuciones, es decir, $h = h_{nb}$ cuando domina la ebullición nucleada (es decir, si $h_{cb} < h_{nb}$), y $h = h_{cb}$ cuando la contribución dominante es la de la ebullición convectiva ($h_{nb} < h_{cb}$).

La forma general de la correlación puede escribirse como [34]:

$$\frac{h}{h_{fc}} = \zeta(\text{Co}, \text{Bo}, \text{Fr}_l) \quad (2.40)$$

donde, de forma idéntica a Gungor y Winterton, el término h_{fc} se calcula a partir de la correlación de Dittus-Boelter (2.27) haciendo uso de la fracción líquida local $\dot{m}(1 - x)$.

La dependencia de ζ con el número de Froude no es explícita, sino que viene dada por su efecto Υ sobre el número de convección indicado en la ecuación (2.39):

$$\Upsilon(\text{Fr}_l) = \begin{cases} 0.38\text{Fr}_l^{-0.3} & : \text{Fr}_l < 0.04 \\ 1 & : \text{Fr}_l \geq 0.04 \end{cases} \quad (2.41)$$

donde, como puede apreciarse, el valor de Fr_l tomado como umbral del efecto de la estratificación es ligeramente distinto del tomado en las ecuaciones (2.36) y (2.38).

Por su parte, las dependencias en los números de convección y ebullición son distintas dependiendo de la contribución considerada. Así, el coeficiente de transferencia de calor por ebullición convectiva se calcula como

$$\frac{h_{cb}}{h_{fc}} = 1.8\text{Co}^{-0.8} \quad (2.42)$$

para todos los valores de Co y Bo , excepto si $\text{Co} > 1$ y $\text{Bo} > 0.0003$, caso en que no es preciso calcularlo al ser siempre despreciable frente a h_{nb} .

En el caso del coeficiente de transferencia de calor por ebullición nucleada, se distinguen dos casos en función del valor del número de convección: si $\text{Co} > 1$ se tiene:

$$\frac{h_{nb}}{h_{fc}} = \begin{cases} 230\text{Bo}^{0.5} & : \text{Bo} > 0.0003 \\ 1 + 46\text{Bo}^{0.5} & : \text{Bo} \leq 0.0003 \end{cases} \quad (2.43)$$

mientras que para $Co < 1$ se tiene

$$\frac{h_{nb}}{h_{fc}} = A_1 Bo^{0.5} \exp(2.74Co - A_2) \quad (2.44)$$

donde $A_1 = 14.7$ si $Bo > 0.0011$ y $A_1 = 15.43$ si $Bo < 0.0011$, mientras que $A_2 = 0.1$ si $Co > 0.01$ y $A_2 = 0.15$ si $Co < 0.01$.

Kandlikar

Esta correlación fue desarrollada por Kandlikar [35] para condiciones de flujo saturado. Posteriormente [36], presentó una versión mejorada de dicho modelo en donde se plantearon además las modificaciones requeridas para su uso con mezclas binarias, y que fue extendida posteriormente para su aplicación al régimen de flujo evaporativo subenfriado, utilizando como fluido refrigerantes una mezcla de etilenglicol y agua [37], es decir, un típico refrigerante de motor.

El principio en que se basa el modelo de Kandlikar es exactamente el mismo que para el modelo de Shah, es decir, el coeficiente de transferencia de calor h se toma como $h = h_{nb}$ cuando $h_{cb} < h_{nb}$, y como $h = h_{cb}$ cuando $h_{nb} < h_{cb}$. La diferencia radica en las expresiones propuestas para cada uno de estos coeficientes. En primer lugar, la función $\Upsilon(Fr_l)$ es distinta para la ebullición convectiva y la ebullición nucleada para las condiciones en que los efectos de la estratificación son significativos, teniéndose, para $Fr_l < 0.04$:

$$\Upsilon(Fr_l) = \begin{cases} 0.00544 Fr_l^{-1.62} & : \text{nucleada} \\ 0.314 Fr_l^{-0.36} & : \text{convectiva} \end{cases} \quad (2.45)$$

mientras que para $Fr_l \leq 0.04$ se tiene $\Upsilon(Fr_l) = 1$ en cualquier caso. Entonces, las expresiones de los coeficientes de transferencia de calor son, para ebullición convectiva,

$$\frac{h_{cb}}{h_{fc}} = (1.136 Co^{-0.9} + 667.2 Bo^{0.7} F_{fl})(1 - x)^{0.8} \quad (2.46)$$

y para ebullición nucleada:

$$\frac{h_{nb}}{h_{fc}} = (0.6683 Co^{-0.2} + 1058.0 Bo^{0.7} F_{fl})(1 - x)^{0.8} \quad (2.47)$$

El término F_{fl} que aparece en las ecuaciones (2.46) y (2.47) es un parámetro dependiente de la combinación entre fluido y superficie que pretende dar cuenta de las características del proceso de nucleación, en el mismo orden de ideas que la constante C_{qw} introducida por Rohsenow, ecuación (2.3). Su valor para superficies de acero

inoxidable es la unidad para cualquier fluido, mientras que para superficies de cobre puede variar entre 1 (para el agua) y 2.2.

Respecto del término de convección monofásica h_{fc} , si bien inicialmente [35] se empleó la correlación de Dittus-Boelter, en su modelo mejorado [36] Kandlikar sugirió el uso de correlaciones más recientes, tales como la de Petukhov y Popov:

$$h_{fc} = \frac{\text{Re}_l \text{Pr}_l (\zeta/2)}{\left[1.07 + 12.7 (\text{Pr}_l^{2/3} - 1) (\zeta/2)^{0.5} \right]} \left(\frac{k_l}{D_h} \right) \quad (2.48)$$

para $10^4 \leq \text{Re}_l \leq 5 \times 10^6$, y la de Gnielinski:

$$h_{fc} = \frac{(\text{Re}_l - 1000) \text{Pr}_l (\zeta/2)}{\left[1.0 + 12.7 (\text{Pr}_l^{2/3} - 1) (\zeta/2)^{0.5} \right]} \left(\frac{k_l}{D_h} \right) \quad (2.49)$$

para $2300 \leq \text{Re}_l \leq 10^4$. El factor de fricción ζ empleado en las ecuaciones (2.48) y (2.49) se calcula mediante la expresión:

$$\zeta = [1.58 \ln(\text{Re}_l) - 3.28]^{-2} \quad (2.50)$$

Un aspecto particularmente interesante de la correlación de Kandlikar es que, como ya se ha comentado, es posible modificarla para considerar mezclas binarias, en las que el inicio de la ebullición nucleada se desplaza hacia mayores temperaturas de pared que en el caso del componente puro, y tanto más cuanto menos azeotrópica es la mezcla [36]. En general, el modelo que se acaba de describir es aplicable a mezclas no azeotrópicas siempre que la influencia adversa de la difusión másica no sea demasiado importante, siendo necesario únicamente evaluar el factor F_{fl} relativo a la naturaleza del fluido y la superficie como un promedio másico de los correspondientes a los dos componentes de la mezcla:

$$F_{fl} = x_1 F_{fl}^{(1)} + x_2 F_{fl}^{(2)} \quad (2.51)$$

donde x_i es la fracción másica del componente i en la fase líquida.

Sin embargo, los intentos de introducir términos adicionales en el modelo para poder considerar el caso en que los efectos adversos de la difusión másica son importantes no han dado resultados satisfactorios, en particular para las mezclas de agua y etilenglicol con elevada proporción de este último [37].

2.4. Dinámica de burbujas

Aparte de disponer de una estimación razonable de los flujos de calor, un aspecto adicional a considerar para la aplicación de la ebullición nucleada a la refrigeración de motores es la problemática a que puede dar lugar la presencia de burbujas en los conductos. Si bien en régimen de flujo subenfriado dicha presencia se confina a una capa estrecha inmediata a la pared del conducto, no es menos cierto que ello puede crear inconvenientes cuando la sección del conducto es pequeña. Este es el caso, en particular, de los sistemas avanzados basados en la refrigeración de precisión, que es precisamente donde se espera un mayor potencial del empleo de la ebullición subenfriada [38]. Por tanto, es conveniente disponer de información sobre los tamaños típicos de las burbujas y su distribución. Además, tanto la distribución de tamaños como su valor medio proporcionan importantes relaciones de cierre para los métodos computacionales empleados para la predicción del flujo evaporativo en régimen subenfriado [39].

El estudio del fenómeno de desprendimiento de burbujas fue abordado inicialmente por Forster y Zuber [9, 40] y Griffith *et al.* [41] en el caso de la ebullición en piscina. La formación, el crecimiento y el desprendimiento de burbujas se rigen por una serie de fuerzas, y a partir de la condición de equilibrio es posible determinar aproximadamente el diámetro de la burbuja de vapor. Para el caso de la ebullición en flujo, un tratamiento así fue desarrollado por primera vez por Zeng *et al.* [42], considerando el balance sobre la totalidad de la burbuja, y por Kandlikar y Stumm [43] considerando dos volúmenes de control separados para las regiones delantera y trasera de la burbuja. Este enfoque basado en fuerzas se ha aplicado a diferentes fluidos y configuraciones de flujo [44–48]. Sin embargo, una seria dificultad proviene de la incertidumbre que existe acerca de las expresiones a emplear para describir algunas de las fuerzas que determinan el tamaño de la burbuja durante su crecimiento en su sitio de nucleación. De hecho, numerosas investigaciones [42, 49, 50] ponen de manifiesto que los mecanismos básicos de la ebullición nucleada aún no se entienden completamente. La amplia dispersión que se aprecia en el diámetro de las burbujas puede ser debida a un aumento en la turbulencia asociada con factores tales como las fluctuaciones de temperatura del refrigerante o efectos hidrodinámicos [51, 52] y esta posibilidad es todavía objeto de numerosas investigaciones teóricas y experimentales. En este sentido, se sugiere a veces que el principal mecanismo que influye sobre el diámetro de las burbujas en flujo evaporativo es la temperatura de la microcapa líquida presente en el sitio de nucleación [53, 54], mientras que otros resultados apuntan directamente a la temperatura del propio sitio de nucleación, de modo que se puede suponer una temperatura constante cuando se modela el fenómeno [51]. Por supuesto, las características precisas de la superficie de calentamiento también deben

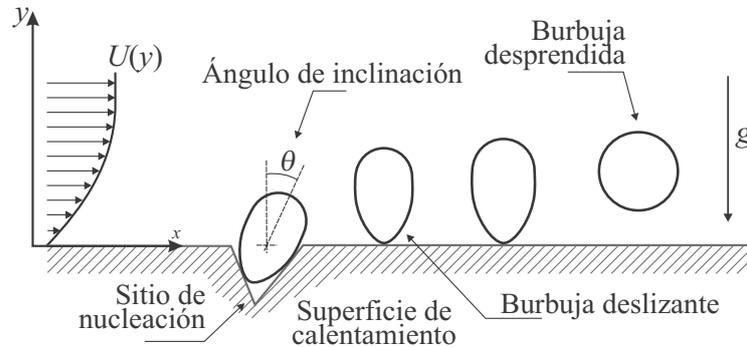


Figura 2.3. Representación esquemática de la formación, deslizamiento y desprendimiento de burbujas.

desempeñar un papel importante en el desarrollo del proceso, tal como se demuestra por ejemplo en el trabajo de Wu *et al.* [55].

Al contrario de lo que sucede con los modelos de predicción del flujo de calor, existe un consenso bastante general en cuanto a la estructura y los métodos a emplear para la predicción del tamaño de las burbujas, siendo las diferencias entre los distintos autores básicamente de detalle. Por ello, y dado el contexto en que los fenómenos de dinámica de burbujas se enmarcan en este trabajo, no se consideró necesario presentar una revisión exhaustiva de la literatura relacionada, sino que se prefirió desarrollar un modelo para superficies horizontales consistente con dichas aportaciones para, aparte de ilustrar el tratamiento de estos fenómenos, proporcionar una cierta base al análisis de las medidas de tamaño de burbujas presentado en el capítulo 3.

2.4.1. Un modelo de formación y evolución de burbujas

El punto de partida para la estimación del tamaño de las burbujas fue el modelo de evolución propuesto por Zeng *et al.* [42]. En dicho modelo se supone que el proceso de desprendimiento de las burbujas se lleva a cabo en tres fases: en primer lugar, la burbuja está anclada en un sitio de nucleación, con una inclinación θ respecto de la vertical debido a las fuerzas de arrastre hidrodinámicas que actúan sobre ella (véase la figura 2.3, adaptada de [42]). Entonces, la burbuja crece hasta que alcanza un cierto volumen crítico, momento en que abandona el sitio de nucleación, de manera que comienza la segunda fase, en la que la burbuja se desliza en contacto con la pared y en posición vertical ($\theta = 0$), continuando su crecimiento hasta que alcanza un volumen tal que las fuerzas de flotación son lo suficientemente fuertes como para que la burbuja se desprenda de la pared.

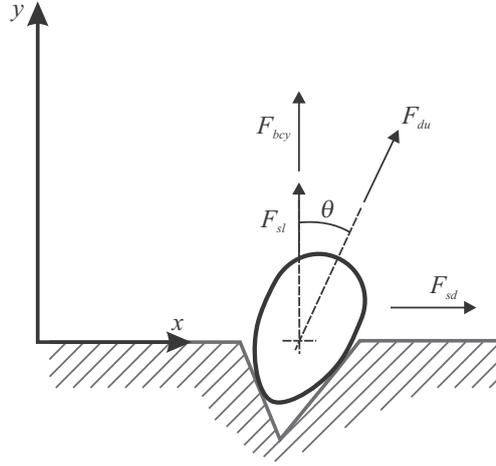


Figura 2.4. Fuerzas que actúan sobre una burbuja al abandonar el sitio de nucleación.

Las distintas fuerzas que actúan sobre la burbuja se representan en la figura 2.4: F_{sd} es la fuerza de arrastre cuasiestacionaria, F_{sl} es la fuerza de empuje asociada con los esfuerzos cortantes en la pared, F_{bcy} es la fuerza de flotación y F_{du} es la fuerza de arrastre no estacionaria asociada al crecimiento asimétrico de la burbuja. La fuerza de arrastre estacionaria está dada por:

$$F_{sd} = 6C_{sd}\pi\mu_l u r; C_{sd} = \frac{2}{3} + \left[\left(\frac{12}{\text{Re}_b} \right)^n + 0.796^n \right]^{-1/n} \quad (2.52)$$

con $n = 0.65$, mientras que la fuerza de empuje puede expresarse como

$$F_{sl} = \frac{1}{2}C_{sl}\rho_l u^2 \pi r^2 \quad (2.53)$$

donde el coeficiente de empuje C_{sl} viene dado por

$$C_{sl} = 3.877G_s^{1/2} (\text{Re}_b^{-2} + 0.014G_s^2)^{1/4} \quad (2.54)$$

En las ecuaciones (2.52) y (2.53) u representa la velocidad de la burbuja relativa al flujo, r es el radio, y el número de Reynolds de la burbuja Re_b y el gradiente adimensional de velocidad G_s se expresan, respectivamente, como:

$$\text{Re}_b = \frac{\rho_l u 2r}{\mu_l}, \quad G_s = \left| \frac{dU}{dy} \right|_{y=r} \frac{r}{u} \quad (2.55)$$

donde y es la coordenada perpendicular a la pared. Para estimar el perfil de velocidad relativa en las proximidades de la pared, se supone que puede obviarse la presencia de las burbujas, por lo que puede emplearse una expresión para flujo turbulento monofásico tal como la de Reichardt:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi y^+) + c \left(1 - e^{-y^+/\chi} - \frac{y^+}{\chi} e^{-y^+/3} \right) \quad (2.56)$$

siendo los valores de las constantes de ajuste $\xi = 0.41$, $\chi = 11$ y $c = 7.4$. La coordenada adimensional y^+ se define como

$$y^+ = \frac{\rho_l u_\tau}{\mu_l} y \quad (2.57)$$

donde la velocidad de fricción en la pared u_τ está dada por

$$u_\tau = (\tau_w/\rho_l)^{1/2} \quad (2.58)$$

que viene determinada por el esfuerzo cortante en la pared τ_w , que a su vez puede escribirse en términos del factor de fricción ζ como

$$\tau_w = \frac{\zeta}{4} \rho_l \frac{U_l^2}{2} \quad (2.59)$$

donde U_l es la velocidad del fluido promediada a la sección de paso. Es por tanto claro que se precisa de alguna estimación de la rugosidad de la superficie para poder evaluar el esfuerzo cortante en la pared. Si bien algunos estudios sobre ebullición en piscina [56] sugieren que la rugosidad puede estimarse mediante correlaciones para el rango de micro-rugosidades, aquí se prefirió su determinación directa (véase el apartado 3.6.2).

Respecto de la velocidad relativa de la burbuja se definió, siguiendo a Situ *et al.* [57] un coeficiente de velocidad relativa dado por

$$C_r = u/U \quad (2.60)$$

de manera que $C_r = 1$ cuando la burbuja no se desliza, y se anula cuando la velocidad de la burbuja es la misma que la del fluido. Entonces, a partir de las ecuaciones (2.55) y (2.56) se obtiene que

$$G_s = \left. \frac{dU}{dy} \right|_{y=r} \frac{r}{u} = \left. \frac{u_\tau}{\xi y} \right|_{y=r} \frac{r}{u} = \frac{1}{C_r \xi u^+} \quad (2.61)$$

Finalmente, la fuerza de flotación está dada por

$$F_{bcy} = \frac{4}{3}r^3\pi g(\rho_l - \rho_g) \quad (2.62)$$

y la fuerza asociada con el crecimiento de la burbuja puede calcularse como [42]

$$F_{du} = -\rho_l\pi r^2 \left(\frac{3}{2}C_s\dot{r}^2 + r\ddot{r} \right) \quad (2.63)$$

donde C_s es una constante empírica que da cuenta de los efectos de la presencia de la pared y para la que se sugiere tomar un valor de 20/3. El uso de la ecuación (2.63) requiere de la determinación de la evolución temporal del radio de la burbuja y sus derivadas temporales, pero no existe un consenso generalizado sobre cuál deba ser la expresión a emplear. Zeng *et al.* [42] adoptaron un modelo de crecimiento controlado por difusión propuesto por Zuber [40], de acuerdo con el cual la evolución temporal del radio viene dada por

$$r(t) = \frac{2b}{\sqrt{\pi}}\text{Ja} \sqrt{\alpha_l t}^{1/2} \equiv G_b t^{1/2} \quad (2.64)$$

donde b es una constante empírica que tiene en cuenta los efectos de la asfericidad de la burbuja, t es el tiempo y Ja es el número de Jacob, definido como

$$\text{Ja} = \frac{\rho_l c_{p,l}(T_w - T_s)}{\rho_g l_g} \quad (2.65)$$

El uso de la ecuación (2.65) plantea dos problemas principales: cómo determinar la constante b y qué valor tomar para el exponente de t . Mientras que en la referencia original se suponía que b debe tomar valores entre 1 y 1.73, dependiendo de las condiciones del flujo y de las características del sitio de nucleación, Steiner *et al* [44] obtuvieron el mejor ajuste a sus medidas realizadas con agua tomando $b = 0.21$, mientras que Cho *et al.* [47] informaron de valores que iban desde 0.48 hasta 24.24, dependiendo del fluido de trabajo, la presión, la temperatura de pared, etc. Con respecto al exponente del tiempo, según Thorncroft *et al.* [58] se cumple que $r \propto t^n$ con n entre 1/3 y 1/2, mientras que Chen *et al.* [59] reportaron un valor de aproximadamente 1/4.

En el instante en que la burbuja abandona el sitio de nucleación, se supone que los términos inerciales son despreciables, lo que se justifica al ser la densidad de la fase vapor mucho menor que la de la fase líquida. Además, también se desprecia el efecto de la tensión superficial, simplificación que puede hacerse siempre que la presión no sea demasiado alta [55]. Con estas hipótesis, el balance de fuerzas queda como sigue:

$$0 = F_{sd} + F_{du}\text{sen}\theta \quad (2.66)$$

$$0 = F_{bcy} + F_{du} \cos \theta + F_{sl} \quad (2.67)$$

Sin más que sustituir las ecuaciones (2.52), (2.53), (2.62) y (2.63) en las ecuaciones (2.66) y (2.67) se obtiene

$$6C_{sd}\mu_l u r - \rho_l G_b^4 \left(\frac{3}{8} C_s - \frac{1}{4} \right) \sin \theta = 0 \quad (2.68)$$

$$\frac{4}{3} \rho^* g r^3 + \frac{1}{2} C_{sl} u r^2 - G_b^4 \left(\frac{3}{8} C_s - \frac{1}{4} \right) \cos \theta = 0 \quad (2.69)$$

donde el parámetro adimensional ρ^* se define como

$$\rho^* = \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l}$$

Resolviendo el sistema formado por las ecuaciones (2.68) y (2.69) se obtienen entonces los valores del radio de la burbuja al inicio del deslizamiento r_d y del ángulo de inclinación θ .

El radio de la burbuja en el instante en que abandona la superficie se determina ahora suponiendo que la burbuja se mueve a la misma velocidad que el fluido, de forma que tanto la fuerza de arrastre como la fuerza de empuje son nulas y la burbuja se mantiene en posición vertical ($\theta = 0$), con lo que se cumple que

$$0 = F_{bcy} + F_{du} \quad (2.70)$$

Haciendo uso de las ecuaciones (2.62) y (2.63), la ecuación (2.70) puede escribirse en términos del radio de la burbuja como

$$\left(\frac{4}{3} \rho^* g - \ddot{r} \right) r = \frac{3}{2} C_s \dot{r}^2 \quad (2.71)$$

que de nuevo requiere conocer la evolución temporal del radio de la burbuja, pero ahora entre el inicio del deslizamiento y el momento del desprendimiento. Suponiendo que el proceso sigue estando esencialmente controlado por la difusión, es razonable suponer una dependencia temporal tal como la indicada por la ecuación (2.65), pero con un valor distinto para el parámetro que representa la asfericidad, ya que ésta ha de verse afectada por el movimiento de la burbuja. Si además se introduce explícitamente en la ecuación el instante t_d en que la burbuja abandona el sitio de nucleación, como sugieren Cho *et al.* [47], la dependencia temporal del radio de la burbuja queda:

$$r(t) = r_d + \frac{2b_d}{\sqrt{\pi}} \text{Ja} \sqrt{\alpha_l} (t - t_d)^{1/2} \equiv r_d + G_{bd} (t - t_d)^{1/2} \quad (2.72)$$

donde b_d es la constante de crecimiento de la burbuja durante el deslizamiento, que debería ser en general menor que la constante de crecimiento b para la burbuja en el sitio de nucleación, ya que el área de contacto de la burbuja con la superficie decrece tras la salida de la burbuja del sitio de nucleación [47]. Ahora, el radio r_o de desprendimiento de la burbuja puede expresarse en términos del tiempo de deslizamiento $t_{sld} = t_{lo} - t_d$, esto es, del intervalo entre el instante de la salida y el instante del desprendimiento t_{lo} , como

$$r_{lo} = r_d + G_{bd} t_{sld}^{1/2} \quad (2.73)$$

En consecuencia, en el momento del desprendimiento de la burbuja la ecuación (2.71) puede escribirse en la forma siguiente:

$$\left(\frac{4}{3} \rho^* g + \frac{1}{4} G_{bd} t_{sld}^{-3/2} \right) r = \frac{3}{8} C_s G_{bd}^2 t_{sld}^{-1} \quad (2.74)$$

Esta ecuación se puede adimensionalizar introduciendo las siguientes magnitudes [60]:

$$r^* = \frac{r_{lo} - r_d}{r_d} = \frac{G_{bd} t_{sld}^{1/2}}{r_d}; \quad \varphi = \frac{3 G_{bd}^4}{16 \rho^* g r_d^3} \quad (2.75)$$

con lo que la ecuación (2.74) puede escribirse como:

$$1 + r^* + \frac{1}{r^{*3}} \varphi + \frac{1}{r^{*2}} \varphi \left(1 - \frac{3}{2} C_s \right) = 0 \quad (2.76)$$

De esta manera, el problema queda formalmente cerrado, y es posible relacionar el radio de salida r_d anteriormente obtenido con el radio de desprendimiento r_o , siempre que se disponga de una estimación del valor de la constante empírica b_d . En efecto, conocidos r_d y b_d (y por tanto G_{bd}) puede calcularse φ y entonces la ecuación (2.76) puede resolverse para obtener r^* , siendo inmediato determinar r_{lo} .

Sin embargo, el conocimiento de b_d , que es el factor clave de este desarrollo, implica en principio disponer de datos sobre la evolución del tamaño de burbujas individuales o, al menos, de valores tanto para r_o como para r_d de una misma burbuja, lo cual no es trivial. En definitiva, pese a que un modelo como el descrito tiene en cuenta todos los procesos relevantes, sus resultados son extremadamente dependientes de parámetros empíricos de difícil determinación y, en particular, de las constantes de crecimiento b y b_d . A este respecto, en el apartado 3.6.3 se describirá la alternativa propuesta en [60] para la estimación de estas constantes en el contexto de las medidas realizadas en el presente trabajo.

Bibliografija

- [1] TONG, L. S., TANG, Y. S. *Boiling heat transfer and two-phase flow*. Taylor and Francis, 1997.
- [2] ROBINSON, K., HAWLEY, J. G., CAMPBELL, N. A. F. Experimental and modeling aspects of flow boiling heat transfer for application to internal combustion engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(10): 877–889, 2000.
- [3] SATHYABHAMA, A., HEDGE, R. N. Prediction of nucleate pool boiling heat transfer coefficient. *Thermal Science* **14**(2): 353–364, 2010.
- [4] KRUZHLIN, G. N. Free convection transfer of heat from a horizontal plate and boiling liquid. *Reports of the USSR Academy of Sciences* **58**(8): 1657–1660, 1947.
- [5] ROHSENOW, W. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *Transactions of the ASME* **74**: 969–976, 1952.
- [6] PIORO, I. L. Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **42**(11): 2003–2013, 1998.
- [7] STEPHAN, K., M. ABDELSALAM, M. Heat transfer correlations for natural convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **23**(1): 73–87, 1980.
- [8] FRITZ, W. Berechnung des maximalen Volumens von Dampfblasen. *Physikalische Zeitschrift* **36**: 379–384, 1935.
- [9] FORSTER, H. K., ZUBER, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal* **1**(4): 531–535, 1955.
- [10] MOSTINSKI, I. Application of the rule of corresponding states for calculation of heat transfer and critical heat flux. *Teploenergetika* **4**: 66–71, 1963.
- [11] COOPER, M. G. Saturated nucleate pool boiling - a simple correlation. *ICHEME Symposium Series* **86**: 785–793, 1984.
- [12] GORENFLO, D., BAUMHOGGER, E., HERRES, G., KOTTHOFF, S. Prediction methods for pool boiling heat transfer: A state-of-the-art review. *International Journal of Refrigeration* **43**: 203–226, 2014.
- [13] JUNG, D. Nucleate boiling heat transfer coefficients of pure halogenated refrigerants. *International Journal of Refrigeration* **26**(2): 240–248, 2003.
- [14] PARK, K. J., JUNG, D., SHIM, S. E. Nucleate boiling heat transfer coefficients of halogenated refrigerants up to critical heat fluxes. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C - Journal of Mechanical Engineering Science* **223**: 1415–1424, 2009.
- [15] COLLIER, J., THOME, J. *Convective boiling and condensation*. Oxford University Press, 1996.
- [16] STEINER, H., BRENN, G., RAMSTORFER, F., BREITSCHÄDEL, B. Increased cooling power with nucleate boiling flow in automotive engine applications. In CHIABERGE, M. (ed.), *New trends and developments in automotive system engineering*, 249–272. InTech, 2011.

- [17] YOO, J., ESTRADA-PEREZ, C. E., HASSAN, Y. A. A proper observation and characterization of wall nucleation phenomena in a forced convective boiling system. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **76**: 568–584, 2014.
- [18] WARRIER, G. R., DHIR, V. K. Heat transfer and wall heat flux partitioning during subcooled flow nucleate boiling - a review. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **128**(12): 1243–1256, 2006.
- [19] BASU, N., WARRIER, G. R., DHIR, V. K. Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part 1 - model development; part 2 - model validation. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **127**(2): 131–148, 2005.
- [20] DEL VALLE, V. H., KENNING, D. B. R. Subcooled flow boiling at high heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **28**(10): 1907–1920, 1985.
- [21] KURUL, N., PODOWSKI, M. Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling. *Proceedings of the 9th International Heat Transfer Conference* **2**: 21–26, 1990.
- [22] DAS, A. K., DAS, P. K., SAHA, P. Applicability of a mechanistic model for the prediction of boiling heat transfer for refrigerants. *Heat Transfer Engineering* **31**(5): 374–382, 2010.
- [23] LI, Z., HUANG, R. H., WANG, Z. W. Subcooled boiling heat transfer modelling for internal combustion engine applications. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **226**(3): 301–311, 2012.
- [24] STEINER, D., TABOREK, J. Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model. *Heat Transfer Engineering* **13**(2): 43–69, 1992.
- [25] KATTAN, N., THOME, J. R., FAVRAT, D. Flow boiling in horizontal tubes: Part 3 - development of a new heat transfer model based on flow pattern. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **120**(1): 156–165, 1998.
- [26] CHEN, J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* **5**(3): 322–329, 1966.
- [27] COLLIER, J. G. Forced convective boiling. In BERGLES, A. E., COLLIER, J. G., DELHAYE, J. M., HEWITT, G. F., MAYINGER, F. (eds.), *Two phase flow and heat transfer in the power and process industries*. Hemisphere, 1981.
- [28] CARDONE, M., SENATORE, A., BUONO, D., POLCINO, M., DE ANGELIS, G., GAUDINO, P. A model for application of Chen's boiling correlation to a standard engine cooling system. *SAE Paper 2008-01-1817*, 2008.
- [29] ROBINSON, K., HAWLEY, J., HAMMOND, G. P., OWEN, N. J. Convective coolant heat transfer in internal combustion engines. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(2): 133–146, 2003.
- [30] RAMSTORFER, F., STEINER, H., BRENN, G., KORMANN, C., RAMMER, F. Subcooled boiling flow heat transfer from plain and enhanced surfaces in automotive applications. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **130**(1): 011501, 2008.

- [31] LEE, H. S. Heat transfer predictions using the chen correlation on subcooled flow boiling in a standard ic engine. *SAE Paper 2009-01-1530*, 2009.
- [32] LEE, H. S., O'NEILL, A. T. Forced convection and nucleate boiling on a small flat heater in a rectangular duct: experiments with two working fluids, a 50-50 ethylene glycol-water mixture, and water. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **223**(2): 203–219, 2009.
- [33] GUNGOR, K. E., WINTERTON, R. H. S. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **28**(3): 351–358, 1986.
- [34] SHAH, M. M. Evaluation of general correlations for heat transfer during boiling of saturated liquids in tubes and annuli. *HVAC&R Research* **12**(4): 1047–1063, 2006.
- [35] KANDLIKAR, S. G. A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **112**(1): 219–228, 1990.
- [36] KANDLIKAR, S. G. Boiling heat transfer with binary mixtures: Part II - Flow boiling in plain tubes. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **120**(2): 388–394, 1998.
- [37] KANDLIKAR, S. G., BULUT, M. An experimental investigation on flow boiling of ethylene-glycol/water mixtures. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **125**(2): 317–325, 2003.
- [38] BURKE, R. D., BRACE, C. J., HAWLEY, J. G., PEGG, I. Review of the systems analysis of interactions between the thermal, lubricant, and combustion processes of diesel engines. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **224**(5): 681–704, 2010.
- [39] TU, J. Y., YEOH, G. H. On numerical modelling of low-pressure subcooled boiling flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **45**(6): 1197–1209, 2002.
- [40] ZUBER, N. The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **2**(1-2): 83–98, 1961.
- [41] GRIFFITH, P., CLARK, J. A., ROHSENOW, W. M. Void volumes in subcooled boiling systems. *ASME Paper 58-HT-19*, 1958.
- [42] ZENG, L. Z., KLAUSNER, J. F., BERNHARD, D. M., MEI, R. A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems. 2. flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **36**(9): 2271–2279, 1993.
- [43] KANDLIKAR, S. G., STUMM, B. J. A control volume approach for investigating forces on a departing bubble under subcooled flow boiling. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **117**(4): 990–997, 1995.
- [44] STEINER, H., KOBOR, A., GEBHARD, L. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**(19-20): 4161–4173, 2005.
- [45] SITU, R., ISHII, M., HIBIKI, T., TU, J., YEOH, G., MORI, M. Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **51**(25-26): 6268–6282, 2008.

- [46] DUHAR, G., RIBOUX, G., COLIN, C. Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow. *Heat and Mass Transfer* **45**(7): 847–855, 2009.
- [47] CHO, Y. J., YUM, S. B., LEE, J. H., PARK, G. C. Development of bubble departure and lift-off diameter models in low heat flux and low flow velocity conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **54**(15-16): 3234–3244, 2011.
- [48] CHEN, D. Q., PAN, L. M., REN, S. Prediction of bubble detachment diameter in flow boiling based on force analysis. *Nuclear Engineering and Design* **243**: 263–271, 2012.
- [49] BUYEVICH, Y. A., WEBBON, B. W. Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39**(12): 2409–2426, 1996.
- [50] KWAK, H. Y., OH, S. D. Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow. *Journal of Colloid and Interface Science* **278**(2): 436–446, 2004.
- [51] KLAUSNER, J. F., MEI, R., ZENG, L. Z. Predicting stochastic features of vapor bubble detachment in flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40**(15): 3547–3552, 1997.
- [52] MEI, R., CHEN, W. C., KLAUSNER, J. F. Vapor bubble-growth in heterogeneous boiling. 1. formulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **38**(5): 909–919, 1995.
- [53] CHEN, W. C., KLAUSNER, J. F., MEI, R. A simplified model for predicting vapor bubble growth rates in heterogeneous boiling. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **117**(4): 976–980, 1995.
- [54] THORNCROFT, G. E., KLAUSNER, J. F. The influence of vapor bubble sliding on forced convection boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **121**(1): 73–79, 1999.
- [55] WU, W., CHEN, P., JONES, B. G. A study on bubble detachment and the impact of heated surface structure in subcooled nucleate boiling flows. *Nuclear Engineering and Design* **238**: 2693–2698, 2008.
- [56] BENJAMIN, R. J., BALAKRISHNAN, A. R. Nucleate pool boiling heat transfer of pure liquids at low to moderate heat fluxes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **39**(12): 2495–2504, 1996.
- [57] SITU, R., HIBIKI, T., ISHII, M., MORI, M. Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**(25-26): 5536–5548, 2005.
- [58] THORNCROFT, G. E., KLAUSNER, J. F., MEI, R. An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **41**(23): 3857–3871, 1998.
- [59] CHEN, D. Q., PAN, L. M., YUAN, D., WANG, X. J. Dual model of bubble growth in vertical rectangular narrow channel. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **37**(8): 1004–1007, 2010.
- [60] TORREGROSA, A. J., BROATCH, A., OLMEDA, P., CORNEJO, O. A note on bubble sizes in subcooled flow boiling at low velocities in internal combustion engine-like conditions. *Journal of Applied Fluid Mechanics* en revisión, 2015.

Capítulo 3

Estudio experimental en conducto simple

Índice

3.1. Introducción	55
3.2. Descripción de la instalación	56
3.3. Instrumentación	59
3.3.1. Medidas térmicas	59
3.3.2. Caracterización de la superficie de calentamiento	60
3.3.3. Adquisición de imágenes	60
3.4. Determinación de flujos de calor	61
3.5. Estudio del flujo de calor	64
3.5.1. Correlaciones de referencia	64
3.5.2. Plan experimental	66
3.5.3. Comparación con los modelos de referencia	66
3.5.4. Análisis del factor de supresión	69
3.6. Estudio del tamaño de las burbujas	71
3.6.1. Visualización y procesado de imágenes	72
3.6.2. Caracterización de la superficie	74
3.6.3. Discusión de resultados	76
Bibliografía	84

3.1. Introducción

Por lo general, los estudios experimentales sobre transferencia de calor en flujo evaporativo se llevan a cabo inicialmente en geometrías simples, con fin de poder

representar las condiciones tanto térmicas como fluidodinámicas del proceso real en motor, pero evitando en una primera etapa la complejidad geométrica de las secciones de paso por donde circula el fluido refrigerante en los motores de combustión interna, tanto en el bloque motor como en la culata. Esta es también la aproximación adoptada en este trabajo, y los trabajos correspondientes son los descritos en el presente capítulo.

Primeramente, se describe el diseño y las características constructivas de un circuito cerrado, que posee una sección de calentamiento dotada de acceso óptico. El montaje se basa en ideas que han sido propuestas en algunos sistemas utilizados previamente para estudios de transferencia de calor en flujo evaporativo [1–10]. La principal diferencia radica en el método empleado para elevar la temperatura de la zona de calentamiento que tiene contacto con el fluido refrigerante, para lo cual se ha utilizado un fluido térmico que transfiere el calor a la sección de calentamiento.

Después se describe el procedimiento de medida de flujos de calor, que se valida en el caso límite bien conocido de la transferencia de calor puramente convectiva (monofásica), y que se emplea a continuación para determinar el flujo de calor en condiciones de ebullición nucleada en subenfriamiento, considerándose velocidades del refrigerante menores que las habituales en la literatura. Para disponer de un criterio para la evaluación y análisis de los resultados, se ha empleado una correlación del tipo del modelo de Chen, descrito en la sección 2.3.3.1, pero incorporando ciertas mejoras en la descripción del régimen de subenfriamiento. Como resultado del análisis de los resultados, se ha identificado una dependencia adicional del factor de supresión con el número de Prandtl.

Finalmente, se describe el estudio realizado sobre los tamaños de las burbujas a partir de imágenes adquiridas en el mismo montaje experimental. Los resultados se analizaron sobre la base del modelo descrito en el apartado 2.4.1, obteniéndose resultados verosímiles para el tamaño promedio a distintas velocidades, presiones y temperaturas de pared, y tendencias consistentes bajo cambios estas variables. Adicionalmente, se discute la posibilidad de estimar la distribución de tamaños y su posible relación con las características de la superficie.

3.2. Descripción de la instalación

El conducto experimental fue diseñado para provocar la evaporación bajo condiciones de flujo forzadas similares a las encontradas en el sistema de refrigeración de los motores de combustión interna. Con este fin, se construyó un sistema consistente en dos circuitos independientes que intercambian calor sólo en la sección de prueba. El fluido refrigerante considerado fluye a través del primer circuito (véase la parte

superior de la figura 3.1), que comprende un depósito, un intercambiador de calor, una bomba y un calentador eléctrico, de modo que tanto la temperatura como el caudal volumétrico de líquido refrigerante en la entrada de la sección de prueba, puede mantenerse en los valores prescritos.

En el caso del caudal volumétrico, esto se logra mediante el ajuste manual de una válvula de control y la válvula de *by-pass* de la bomba. En el caso de la temperatura, se utiliza una doble estrategia de control: primero, la temperatura del refrigerante se regula por medio de un intercambiador de calor equipado con una válvula de solenoide y un controlador PID que utiliza la medición proporcionada por un termómetro de resistencia (DTR) situado en la salida del conducto de prueba; entonces, la temperatura del refrigerante se eleva por medio de un calentador eléctrico situado aguas abajo de la bomba, y cuyo suministro de calor está regulado por medio de un segundo controlador PID cuya señal de entrada es la temperatura medida por un DTR situado justo aguas arriba del conducto de prueba. Además, este circuito está equipado con sensores de presión que permiten determinar la caída de presión a través del conducto de prueba.

El segundo circuito, mostrado en la parte inferior de la figura 3.1, es el circuito de calentamiento, en el que se utiliza aceite térmico como fluido de calentamiento para el conducto de prueba. Este circuito de calentamiento, que ya se había utilizado y validado anteriormente en diferentes aplicaciones [11, 12], incluye un depósito de expansión, una bomba de aceite eléctrica, sistemas de control de temperatura y presión, y diferentes válvulas para permitir la modificación de los flujos de masa. El calor se suministra al aceite térmico mediante un calentador eléctrico que consta de tres resistencias (de 12.5 kW de potencia nominal cada uno). El sistema puede suministrar aceite térmico a temperaturas de hasta 300°C y con caudales volumétricos de hasta 6, 5m³/h. La temperatura del aceite que abandona el sistema está controlada por un PID que conecta o desconecta las diferentes resistencias disponibles. La tasa de flujo se controla mediante el ajuste manual de las válvulas hasta que se alcanza el valor deseado para el flujo de masa del aceite.

La sección de prueba es un conducto rectangular horizontal de aluminio cuyas dimensiones son 1000 mm de largo, 52 mm de ancho y 52 mm de alto. La sección de calentamiento es de 40 mm de ancho y 300 mm de largo, y está situada a 550 mm de distancia de la entrada, es decir, más de 10 diámetros hidráulicos, de modo que el flujo debe estar razonablemente desarrollado y por lo tanto se debe esperar que la evolución de las burbujas no se vea afectada significativamente por flujos secundarios. Con esta disposición, sólo una parte del flujo que circula dentro del conducto está en contacto con la superficie del calentador y alcanza la temperatura de saturación. Un esquema de este tramo de medición se muestra en la figura 3.2, donde puede apreciarse que se incluyó una ventana transparente con el fin de permitir la

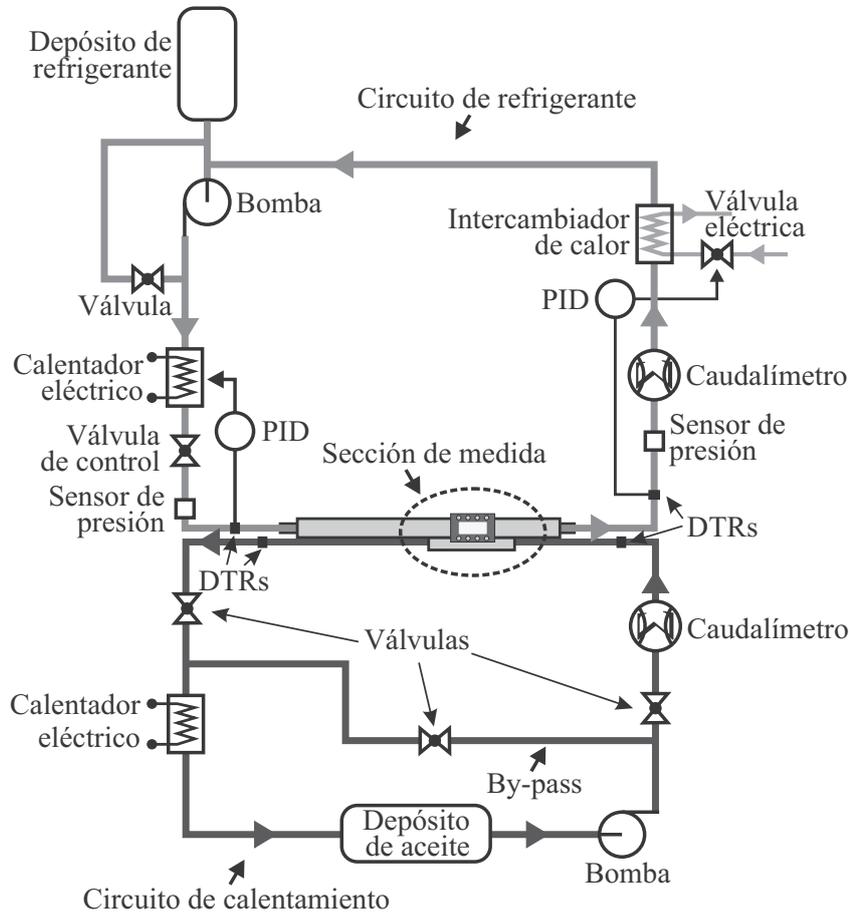


Figura 3.1. Esquema del circuito experimental.

confirmación visual de la aparición de la ebullición y la toma de imágenes para la determinación de los tamaños de burbuja. Esta ventana se construyó en policarbonato con una conductividad térmica $k = 0.22 \text{ W/mK}$, y su uso implica una cierta pérdida de calor de baja magnitud hacia los alrededores. Asimismo, puesto que la integridad de la ventana de policarbonato queda comprometida para temperaturas por encima de $160 \text{ }^\circ\text{C}$, se limitó la temperatura máxima de ensayo a $160 \text{ }^\circ\text{C}$, lo que por otra parte no supone ninguna restricción esencial para el estudio planteado.

El bloque calentador consiste en una pieza de aluminio con un orificio en su centro, y a través del cual circula el aceite térmico suministrado por el circuito de calefacción descrito anteriormente. Por lo tanto, se produce transferencia de calor por convección desde el aceite caliente al bloque calentador, y posteriormente por conducción a través del bloque a la pared superior, que a su vez transfiere calor al

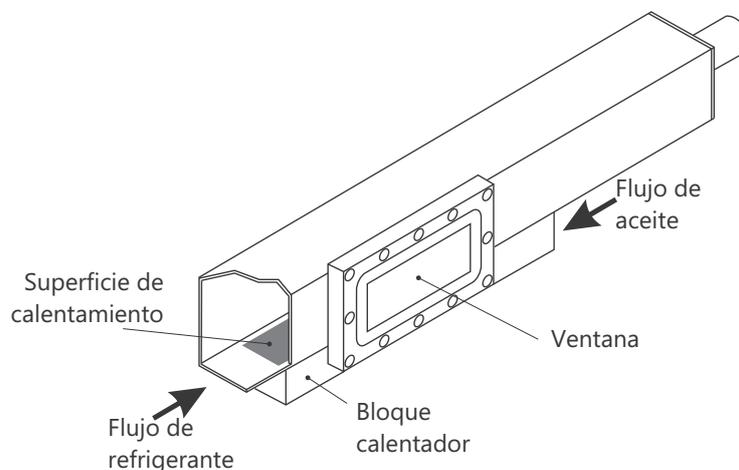


Figura 3.2. Sección de medida.

refrigerante a través de la superficie de calentamiento. Los detalles de la instrumentación empleada para permitir la determinación del flujo de calor al refrigerante se dan posteriormente en el apartado 3.4.

3.3. Instrumentación

3.3.1. Medidas térmicas

La medida de las temperaturas en la zona de calentamiento fue llevada a cabo mediante termopares de tipo K, con un error del 1 %, mientras que para la temperatura del fluido utilizado para transferir calor a la zona de calentamiento se utilizaron termómetros de resistencia con error del 0.1 %, e igualmente para el fluido refrigerante, tanto para la entrada como a la salida de la sección de medida.

Para medir y controlar el flujo del fluido refrigerante se utilizó un caudalímetro electromagnético Isomag Millenium (figura 3.3a), montado en el circuito de refrigeración a la salida del conducto de medida. La medición de flujo de aceite térmico se realizó con un caudalímetro Emerson modelo F025 basado en el efecto Coriolis (figura 3.3b) y con un error del 0.1 %.

La adquisición de datos se llevó a cabo mediante un *data logger* Agilent modelo 34970 (figura 3.4). Todas las señales de los termopares y termómetros de resistencia, así como de los sensores de presión y los caudalímetros (tanto del fluido refrigerante como del aceite térmico) fueron adquiridas y posteriormente almacenadas a través de este dispositivo.



Figura 3.3. Caudalímetros: refrigerante (a) y aceite (b).



Figura 3.4. Sistema de adquisición.

3.3.2. Caracterización de la superficie de calentamiento

La rugosidad de la superficie de calentamiento se determinó sobre una muestra del mismo material, mediante un rugosímetro Mahr M2 Perthometer (figura 3.5), con un rango de medición de hasta $150 \mu\text{m}$, y filtro de perfil con corrección de fase según la norma ISO 11562 y longitud de corte de $0,25 \text{ mm}$. La distribución de rugosidad se obtuvo con un nanoindentador Agilent G-200 con punta piramidal de tipo Berkovich. Se realizó un barrido de $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ en la superficie de la muestra, aplicando una carga de $6\mu\text{N}$ en la punta con el fin de mantenerla en contacto con la superficie.

3.3.3. Adquisición de imágenes

La adquisición de datos experimentales relativos al tamaño de las burbujas se realizó mediante técnicas ópticas, a través de la toma de imágenes con una cámara de alta velocidad PCO Sensicam, mostrada en la figura 3.6. Dicha cámara tiene



Figura 3.5. Rugosímetro.



Figura 3.6. Cámara de alta velocidad.

una resolución de 1276 píxeles, y una capacidad de 10 imágenes por segundo. Se utilizó además como *trigger* un generador de señales TTI TG210 con un rango de frecuencia desde 0.2 Hz hasta 2 MHz, y se empleó luz blanca con una potencia de 300 W.

3.4. Determinación de flujos de calor

La temperatura de la superficie del calentador se midió con seis termopares de tipo K (indicados como "T" en la figura 3.7) insertados a una profundidad de 1 mm en el bloque de calentamiento y dispuestas en tres secciones (etiquetadas "A", "B" y "C" en dicha figura) a lo largo del calentador y espaciadas 50 mm. Como se muestra también en la figura, se insertaron termopares adicionales a alturas intermedias (indicadas en la figura como "M" y "B") entre la superficie del calentador y el conducto por donde circula el aceite térmico. Las lecturas de estos termopares junto con las de los de la superficie permitieron, conocida la conductividad térmica del material, estimar el flujo de calor hacia el refrigerante, una vez alcanzadas condiciones de transferencia de calor estacionaria.

Como ejemplo de las medidas realizadas, en la figura 3.8 se muestran los resultados obtenidos para dos condiciones de flujo y temperatura. Se puede observar que,

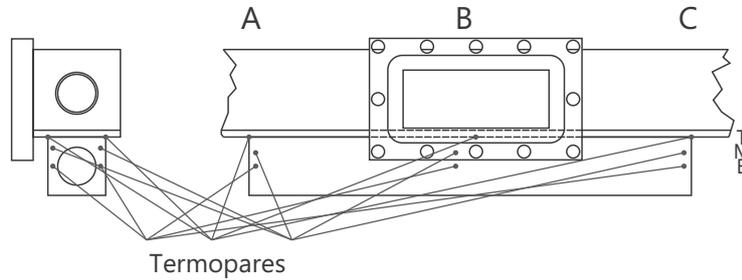


Figura 3.7. Posición de los termopares en el bloque de calentamiento.

como se podría esperar en vista de que dos fluidos que fluyen en direcciones opuestas están intercambiando calor, la temperatura aumenta a lo largo del calentador; sin embargo, el gradiente vertical de temperatura es esencialmente constante a lo largo del calentador, y alrededor de 50 veces mayor que el gradiente horizontal. En consecuencia, es razonable admitir que existe un flujo de calor muy aproximadamente uniforme en la dirección vertical, lo que permite estimar el flujo de calor transmitido al refrigerante a partir del gradiente vertical medio de temperaturas.

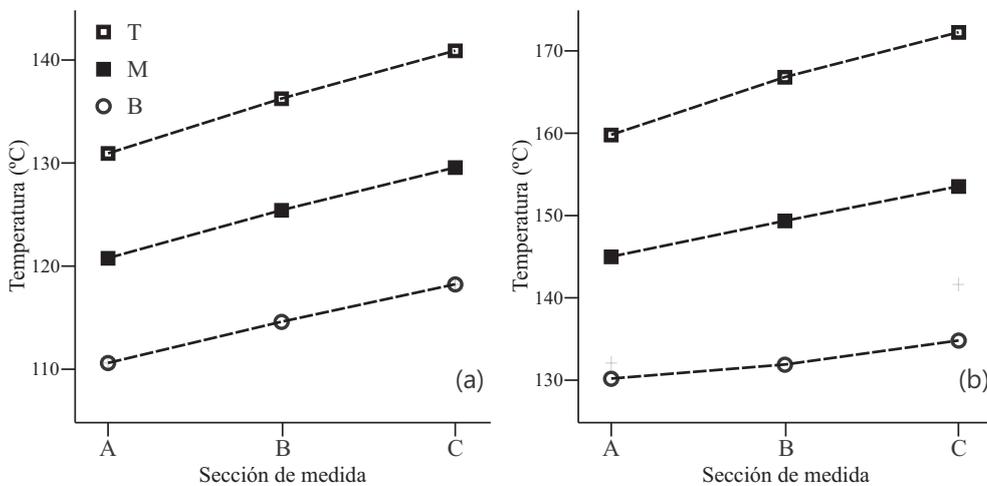


Figura 3.8. Medidas brutas de temperatura en el bloque calentador: 0.1 ms^{-1} , 90°C (a) y 0.15 ms^{-1} , 105°C (b).

El procedimiento de determinación de los flujos de calor se validó, en primera instancia, en condiciones monofásicas, con el fin de minimizar cualquier incertidumbre respecto de los valores de flujo de calor esperables. Para ello, se escogieron temperaturas lo suficientemente bajas como para poder descartar tanto la presencia de ebullición como de desgasificación del fluido. Los valores de flujo de calor obtenidos

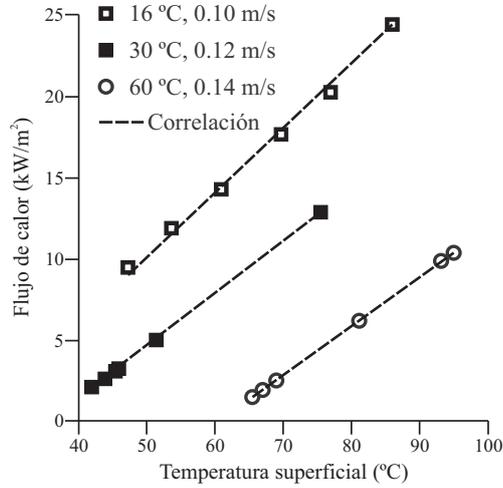


Figura 3.9. Validación en convección monofásica.

experimentalmente se compararon con los proporcionados por la ecuación

$$q_{fc} = h_{fc}(T_w - T_b) \quad (3.1)$$

calculándose el coeficiente de transferencia de calor por convección mediante una ecuación del tipo Dittus-Boelter pero modificada según algunas de las líneas indicadas por [13] en la forma

$$h_{fc} = 0.023 \text{Re}_l^{0.8} \text{Pr}_l^{0.4} \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0.14} \left(\frac{k_l}{D_h} \right) \quad (3.2)$$

donde las variables μ_b y μ_w que aparecen en el término adicional con respecto a la ecuación (2.27) representan la viscosidad del fluido evaluada, respectivamente, a la temperatura del fluido y a la temperatura de la pared. El diámetro hidráulico del conducto D_h viene dado, para el caso de sección recta rectangular con lados a y b por:

$$D_h = \frac{2ab}{a + b} \quad (3.3)$$

En la figura 3.9 se pueden ver los resultados de esta validación para tres temperaturas de entrada y caudales del fluido refrigerante, pudiendo comprobarse que los resultados experimentales muestran muy buen acuerdo con la correlación estándar. En consecuencia, cabe esperar que los resultados obtenidos en presencia de ebullición sean lo suficientemente fiables.

Finalmente, se determinaron las incertidumbres en las medidas, tanto debidas a la estabilidad proporcionada por el sistema de control del montaje como resultantes de la sensibilidad de los sensores empleados, y se estimaron las incertidumbres en los parámetros calculados de acuerdo con las técnica de propagación de errores indicadas en [14]. Los resultados se muestran, respectivamente, en las porciones superior e inferior de la tabla 3.1.

Tabla 3.1. Parámetros medidos y calculados, y sus incertidumbres.

Parámetro	Incertidumbre
Temperatura (°C)	±1 %
Presión (Pa)	±0.4 %
Gasto másico (kg s ⁻¹)	±0.5 %
Potencia calorífica (W)	10.7–18.0
Flujo de calor (W m ²)	10.8–18.2

3.5. Estudio del flujo de calor

3.5.1. Correlaciones de referencia

Si bien los resultados de flujo de calor en condiciones monofásicas que se han descrito en el apartado anterior indican la fiabilidad del procedimiento de determinación de dichos flujos, resulta obvia la necesidad de disponer de un modelo de referencia que permita evaluar la verosimilitud de los resultados obtenidos en presencia de ebullición. Por ello, en este apartado se aborda dicho aspecto, desarrollándose una versión ampliada del modelo de Chen, y considerando como modelo adicional la correlación de Gungor y Winterton, ambas descritas en la sección 2.3.3.1.

Siguiendo las líneas indicadas en el trabajo de Chen [15], se parte del siguiente modelo para determinar el flujo de calor cuando la cantidad de vapor es pequeña o próxima a cero:

$$q_w = q_{fc} + q_{nb} \equiv \Phi \tilde{q}_{fc} + S \tilde{q}_{nb} \quad (3.4)$$

donde \tilde{q}_{fc} representa el flujo de calor por convección forzada, que se calcula según las ecuaciones (3.1) a (3.2), con la única diferencia de que el subíndice l indica ahora la fase líquida. Respecto del factor que multiplica a este término para dar cuenta de los efectos de la microconvección, recuérdese que lo habitual es tomarlo igual a la unidad en condiciones de flujo subenfriado. Sin embargo, esta hipótesis puede no estar justificada para las bajas velocidades consideradas aquí, sobre todo en el

caso de que se den sobrecalentamientos importantes que pueden producir una elevada fracción de vapor junto a la pared [9].

Por ello, teniendo en cuenta los comentarios de Robinson *et al.* [5] sobre las limitaciones del modelo de Chen para bajas velocidades del fluido, y teniendo en cuenta que el presente trabajo considera velocidades más bajas que las menores empleadas en [5], se intentó desarrollar una formulación más detallada. La conveniencia de dicha formulación viene sustentada además por el comentario, ya citado, de Gungor y Winterton [16] en el sentido de que no hay razón aparente, aparte del mejor ajuste del modelo, para despreciar el efecto de las burbujas en esas condiciones.

Como primera medida, se adoptó para el factor de mejora modificado Φ la expresión propuesta por Bennet y Chen [2] y que tiene en cuenta el efecto del número de Prandtl, según:

$$\Phi = \left(\frac{\text{Pr}_l + 1}{2} \right)^{0.444} F > 1 \quad (3.5)$$

donde F es el factor de mejora considerado por Chen [15] y dado en la ecuación (2.30). Nótese que $\Phi \sim F$ cuando $\text{Pr}_l \sim 1$. Puesto que según la ecuación (2.31) el parámetro de Martinelli depende del título del vapor, que no está definido en principio para condiciones de subenfriamiento, se empleó el valor efectivo para ebullición subenfriada propuesto por Kandlikar [17]:

$$x = -c_{pl} \frac{T_s - T_b}{l_g} \quad (3.6)$$

El flujo de calor por ebullición nucleada \tilde{q}_{nb} se calcula, siguiendo a Chen, mediante la correlación de Forster y Zuber [18], ecuación (2.8), donde, siguiendo la indicación de Robinson *et al.* [5], todas las propiedades de la fase líquida se calculan teniendo en cuenta su carácter binario, excepto para el calor latente y la tensión superficial, para los que se toman los valores del agua. Respecto de la fase vapor, a la vista de los valores de los puntos de fusión (a presión atmosférica, 100°C para el agua, 197 °C para el anticongelante y 107 °C para la mezcla) y teniendo en cuenta las temperaturas máximas alcanzadas en los experimentos, se supuso que sus propiedades son las del vapor de agua. Para el factor de supresión se utilizó la expresión dada en la ecuación (2.33).

Dado que la anterior correlación está basada en un método propuesto originalmente para flujo saturado en conductos verticales, se consideró conveniente considerar adicionalmente una correlación más específicamente orientada al tratamiento del flujo subenfriado, tal como la propuesta por Gungor y Winterton [16] con el fin de disponer de criterios adicionales para evaluar la calidad del modelo de referencia basado en la correlación de Chen. En este caso no se introdujo modificación alguna en el modelo, utilizándose directamente las ecuaciones (2.36), (2.37) y (2.38).

Tabla 3.2. Plan experimental.

p (bar)	\dot{V} (m ³ h ⁻¹)	U (m s ⁻¹)	T_i (°C)	T_s (°C)
1.82	1.0	0.10	90	126.1
1.87	1.5	0.15	90	127.0
1.86	2.0	0.20	90	126.9
1.99	3.0	0.30	90	129.1
1.93	1.0	0.10	105	128.1
1.94	1.5	0.15	105	128.2
1.97	2.0	0.20	105	128.7
2.00	3.0	0.30	105	129.2

3.5.2. Plan experimental

Se realizó una serie de experimentos definidos con el propósito de obtener un conjunto de datos representativo que cubriera una gama suficientemente amplia de condiciones de funcionamiento. Las medidas se llevaron a cabo utilizando una mezcla de 50 % de agua y 50 % de etilenglicol (porcentajes en volumen). Para el flujo de refrigerante, se consideraron valores de 1 m³h⁻¹, 1.5 m³h⁻¹, 2 m³h⁻¹ y 3 m³h⁻¹, mientras que para la temperatura del refrigerante a la entrada del circuito de calentamiento se tomaron valores de 90 °C y 105 °C. La temperatura del aceite térmico utilizado para aumentar la temperatura del bloque de calentamiento en el conducto de medida se varió entre 100 °C y 280 °C a incrementos de 40 °C, mientras que su caudal se mantuvo constante a un valor de 1.92 m³h⁻¹.

La configuración del conducto permite velocidades del fluido refrigerante dentro del intervalo $0.1 \text{ ms}^{-1} \leq U \leq 0.3 \text{ ms}^{-1}$ con valores de número de Reynolds comprendidos entre 4300 y 17800. La presión de funcionamiento a la que se tomaron las medidas estaba dentro del intervalo $1.82 \leq p \leq 2.0$. La Tabla 3.2 resume las condiciones pertinentes para todos los experimentos realizados.

3.5.3. Comparación con los modelos de referencia

Como es habitual en la literatura, los resultados obtenidos para el flujo de calor se muestran como función de la temperatura de la pared (en el presente caso, la temperatura superficial del elemento calentador). En la figura 3.10 se muestran los resultados para diferentes condiciones de flujo: cuatro velocidades de flujo diferentes (0.1 ms⁻¹, 0.15 ms⁻¹, 0.2 ms⁻¹ y 0.3 ms⁻¹) y dos temperaturas de entrada del fluido (90 °C y

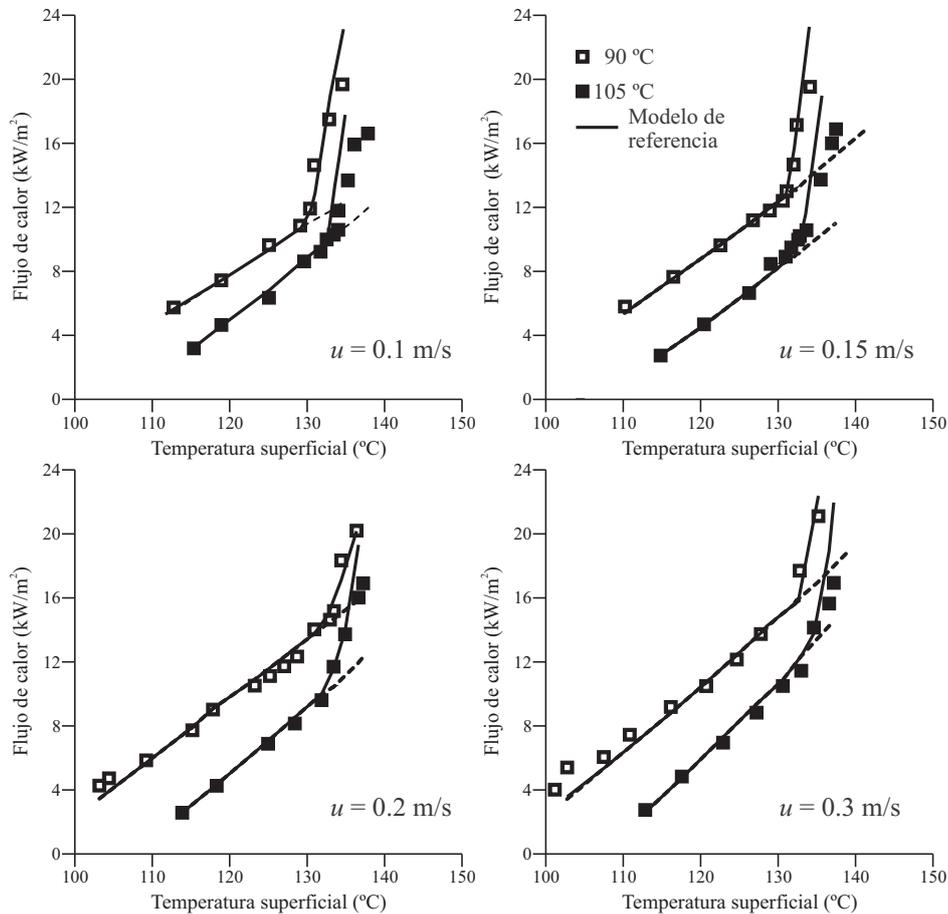


Figura 3.10. Comparación de las medidas experimentales con el modelo principal de referencia.

105 °C). Los valores proporcionados por el modelo principal de referencia descrito anteriormente en la sección 3.5.1 se muestran junto con los datos experimentales.

Como primer comentario, se puede ver claramente en las gráficas la existencia de dos regímenes distintos: la convección pura, y el relacionado con el inicio de la ebullición, produciéndose la transición entre los dos regímenes cuando la temperatura de la pared alcanza un cierto valor por encima de la temperatura de saturación del fluido, valor que depende de la temperatura de entrada. Esto proporciona una primera verificación cualitativa de la calidad de las medidas. Además, la buena concordancia observada entre el flujo medido y el modelo de referencia para el régimen puramente convectivo (es decir, sin ningún sobrecalentamiento en la pared) permite extraer dos conclusiones: primero, se confirma que, en estas condiciones, no hay necesidad de

introducir ninguna corrección para tener en cuenta la influencia del movimiento de la burbuja sobre el campo de flujo cerca de la pared; en segundo lugar, estos resultados proporcionan una segunda verificación cuantitativa de la calidad de las medidas, lo que sugiere que los flujos medidos bajo condiciones de ebullición subenfriada deben tener una calidad similar.

Como confirmación general de las tendencias observadas, puede ser interesante analizar brevemente los efectos de la temperatura de entrada y del caudal del refrigerante. Con respecto a la temperatura de entrada, las curvas correspondientes a 105 °C aparecen desplazadas hacia las temperaturas de la pared altas tal como, obviamente, cabía esperar tanto para el régimen puramente convectivo como para el de ebullición subenfriada, en el primer caso debido a la menor diferencia de temperatura entre el fluido y la pared, y en el segundo caso debido a la menor diferencia entre la temperatura del fluido y su temperatura de saturación, de modo que el flujo de calor requerido para el inicio de ebullición también es menor.

En el régimen de ebullición parcialmente desarrollada con sobrecalentamiento de pared bajo, el caudal del flujo afecta a la transferencia de calor significativamente, pudiéndose apreciar que el inicio de la ebullición nucleada se desplaza hacia sobrecalentamientos mayores mayor conforme el caudal se hace mayor [19]. En cuanto a la influencia de la velocidad del fluido, se observa el esperado aumento en el flujo de calor puramente convectivo al aumentar la velocidad del flujo, así como el desplazamiento, también esperado, de la temperatura de inicio de la ebullición hacia temperaturas de pared mayores y asociado con el mayor flujo de calor requerido, tal como se interpreta correctamente en el marco del modelo de Chen mediante la introducción del factor de supresión S .

Con respecto a la concordancia entre los resultados medidos y los obtenidos a partir del modelo de referencia en el régimen de ebullición subenfriada, para la temperatura de entrada de 90 °C se puede observar una aproximación razonable a los datos experimentales, siendo esta aproximación mejor a medida que la velocidad de flujo aumenta. Esta tendencia con la velocidad es también evidente en las curvas correspondientes a la temperatura de entrada de 105 °C. En general, las desviaciones observadas en la temperatura de la pared para un flujo de calor dada se encuentran razonablemente dentro de la precisión experimental; sin embargo, cuando el interés se centra en la evaluación del potencial de la ebullición nucleada para aumentar el flujo de calor, los resultados indican que el modelo proporciona sistemáticamente valores de flujo de calor significativamente más altos que los medidos. Para las dos velocidades más bajas este hecho está claramente relacionado con el cambio de pendiente observado en los resultados experimentales, lo que podría ser interpretado, siguiendo a Breitschädel *et al.* [19] como una indicación de que las condiciones pueden estar próximas al inicio de la ebullición parcial en película. En cualquier caso, puede afir-

marse que el modelo proporciona resultados aceptables para temperaturas de la pared por debajo de $135\text{ }^{\circ}\text{C}$, independientemente de la temperatura de entrada considerada.

Este comportamiento relativamente bueno del modelo principal de referencia hizo que se considerara interesante disponer de un modelo de referencia adicional, escogiéndose la correlación de Gungor y Winterton por parecer especialmente adecuada a las condiciones de las medidas, tal como se ha comentado más arriba. Algunos ejemplos representativos de los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.11, donde se puede observar que, para las condiciones de medida específicas consideradas aquí, el comportamiento de esta correlación, se bien se mantiene siempre dentro de una desviación de 25 % tal como indican los autores [16], resulta ser, o bien similar (como en el caso de velocidad $u = 0.1\text{ ms}^{-1}$ y temperatura de entrada de $105\text{ }^{\circ}\text{C}$) o bien menos satisfactorio que el del modelo principal de referencia elegido; en particular, cabe destacar que mientras que el modelo principal de referencia sobrees- tima sistemáticamente los valores del flujo de calor, los resultados ofrecidos por la correlación de Gungor y Winterton son mucho más erráticos. En consecuencia, fue el modelo principal de referencia el que se consideró para su posterior análisis.

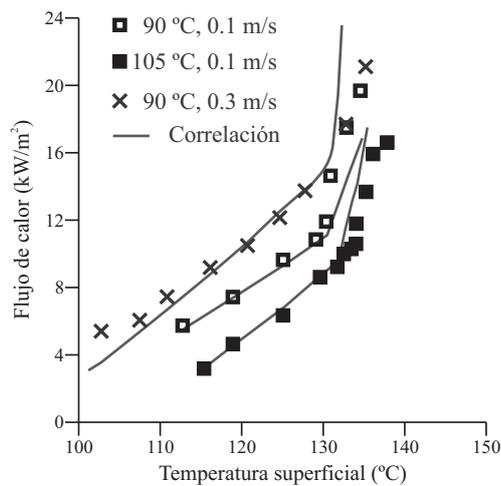


Figura 3.11. Comparación de las medidas experimentales con el modelo adicional de referencia.

3.5.4. Análisis del factor de supresión

Para obtener información adicional acerca de las desviaciones observadas y poder así explorar las posibilidades de ampliar la aplicabilidad del modelo a todas las condiciones de medida, se consideró que, entre los diferentes aspectos del modelo, presentaba especial interés profundizar en el análisis del factor de supresión. Para

ello, se intentó encontrar una expresión para el factor de supresión a partir de un análisis de regresión realizado sobre los datos medidos, siguiendo la metodología propuesta por Liu y Garimella [8]. Suponiendo que el flujo de calor medido \dot{q}_w^{exp} obedece a la ecuación (2.25), se tiene

$$\dot{q}_w^{\text{exp}} = \Phi^{\text{exp}} \tilde{q}_{fc} + S^{\text{exp}} \tilde{q}_{nb} \quad (3.7)$$

donde, según lo indicado en la descripción del modelo de referencia, los coeficientes de transferencia de calor empleados para el cálculo de \tilde{q}_{fc} y \tilde{q}_{nb} son, respectivamente, la correlación de Dittus-Boelter modificada, ecuación (3.2) y la correlación de Forster y Zuber, ecuación (2.8). Supóngase ahora que el factor de mejora experimental Φ^{exp} está debidamente representado por su valor teórico Φ tal como se expresa en las ecuaciones (3.5) y (2.30), y que el factor de supresión experimental se puede escribir como $S^{\text{exp}} = \psi S$, donde S está dada por la ecuación (2.33) y ψ es un parámetro de ajuste a identificar. Entonces, la ecuación que ha de ajustarse a los datos experimentales es finalmente

$$\psi = \frac{\dot{q}_w^{\text{exp}} - \Phi \tilde{q}_{fc}}{S \tilde{q}_{nb}} \quad (3.8)$$

Se realizó un extenso análisis de la posible dependencia del parámetro de ajuste ψ respecto de todos los grupos dimensionales relevantes para el problema, encontrándose que ψ sólo depende significativamente del número de Prandtl Pr . Los resultados correspondientes se muestran en la figura 3.12, donde se puede observar una dependencia clara y significativa, con dos nubes distintas de puntos alrededor de los valores de Pr correspondientes a las dos temperaturas de entrada consideradas. Es probable que tal dependencia del factor de supresión esté relacionada con la influencia que tiene sobre el perfil de temperatura de la capa límite térmica el movimiento de burbujas, que a su vez se ve afectado por el campo de velocidad en la capa límite hidrodinámica, cuyo espesor es aproximadamente proporcional a $(k_f/h)Pr$.

Aunque el conjunto de los datos disponibles no es lo suficientemente amplio como para justificar cualquier intento de proponer una modificación general del modelo de referencia, se realizó un ajuste con el fin de obtener una estimación de primer orden de la magnitud del efecto observado en las condiciones experimentales considerados. En ese contexto, se realizó un ajuste lineal de los resultados, obteniéndose que $\psi = 0.104Pr - 0.4$, con un coeficiente de correlación al cuadrado de $R^2 = 0.99$.

Como comprobación final de los resultados de este análisis, en la figura 3.13 se muestra la misma representación que en la figura 3.10 pero con el modelo que incluye el factor de supresión modificado. Se puede observar que se obtiene un acuerdo aceptable, incluso para los valores más altos de flujo de calor medidos, lo que indica el interés de considerar esta posibilidad para las aplicaciones prácticas a los sistemas de refrigeración de motores.

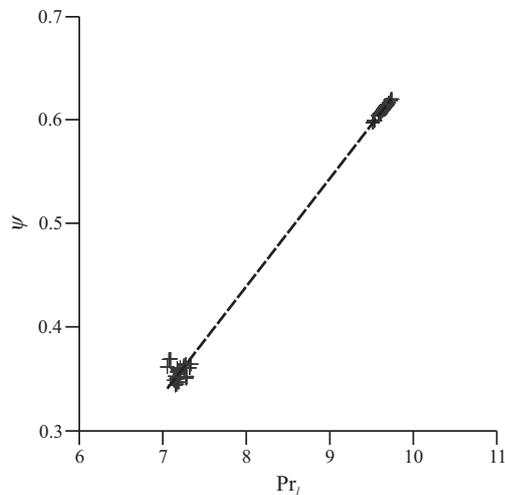


Figura 3.12. Dependencia del parámetro ψ con el número de Prandtl Pr y ajuste lineal.

3.6. Estudio del tamaño de las burbujas

El objetivo de este estudio fue disponer de alguna evidencia adicional sobre las características de la distribución de tamaño de burbujas en un refrigerante habitual de motor a bajas velocidades de circulación, ya que este caso no ha sido tratado en la literatura. Con este fin, se obtuvieron estimaciones experimentales del diámetro de las burbujas a partir de imágenes fotográficas de alta velocidad obtenidas para distintas velocidades del flujo. El análisis se llevó a cabo siguiendo dos líneas principales: el estudio de la capacidad de los modelos mecanicistas como el descrito en la sección 2.4.1 para reproducir el diámetro medio de las burbujas para unas ciertas condiciones de flujo y sobrecalentamiento, y la evaluación de la posibilidad de complementar dichos valores medios con una estimación plausible de la distribución de diámetros, de forma que puedan preverse eventuales problemas relacionados con el tamaño relativo de las burbujas y los conductos de refrigeración.

Desde el punto de vista de la observación experimental, la salida de la burbuja es un proceso rápido y continuo que presenta grandes dificultades para su observación precisa [20]. Tal como se comentó en la sección 2.4.1 las burbujas, una vez formadas, experimentan una cierta deformación en virtud de las fuerzas que actúan sobre ellas, y llegado un cierto punto comienzan a deslizarse a lo largo de la superficie de calentamiento, hasta que finalmente se desprenden. La mayor dificultad en el estudio experimental de este proceso radica en la determinación del momento preciso de salida de la burbuja y, en consecuencia, de su correspondiente tamaño. Es necesario, por

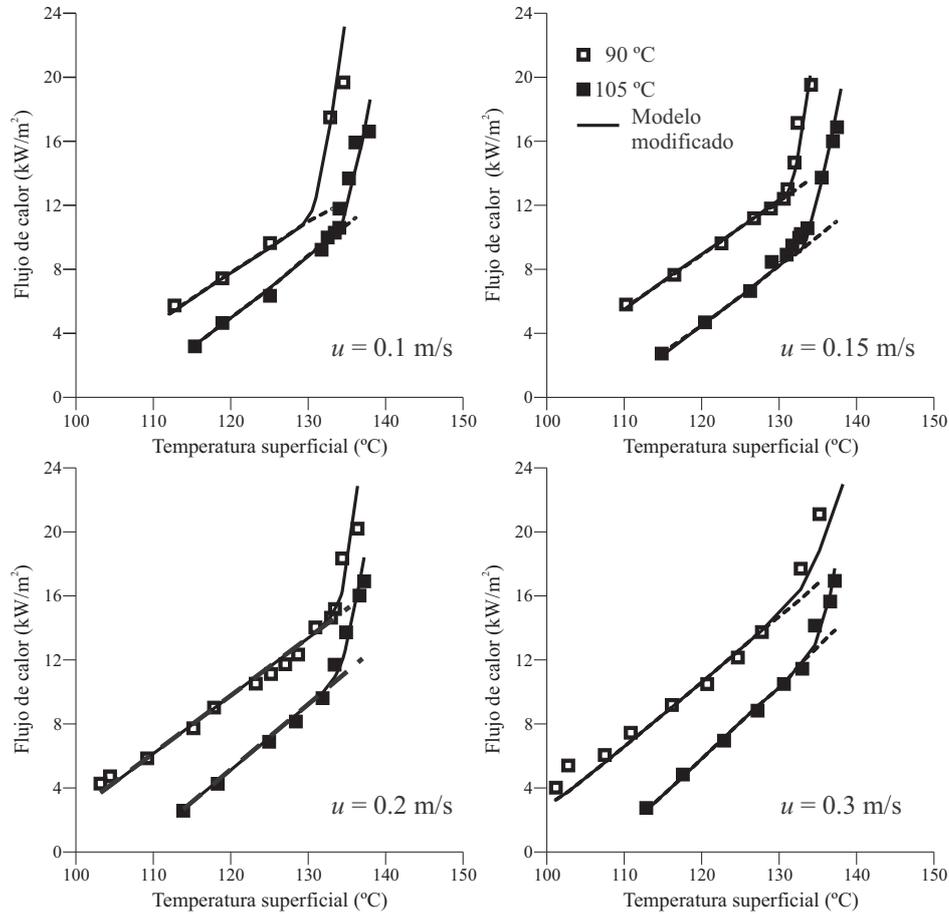


Figura 3.13. Comparación de las medidas experimentales con el modelo principal de referencia.

tanto, estimar dicho tamaño a partir de los tamaños observados una vez la burbuja ya se ha desprendido.

En lo que sigue, se describen los experimentos realizados, tanto referidos a la visualización de burbujas como a la caracterización de la superficie, para a continuación discutir los resultados obtenidos según las dos líneas que se acaba de indicar.

3.6.1. Visualización y procesamiento de imágenes

La configuración experimental empleada se muestra en la figura 3.14. Cabe hacer notar que, con la disposición experimental considerada (en particular, por la ausencia de iluminación de fondo) y la instrumentación disponible (debido a la frecuencia de

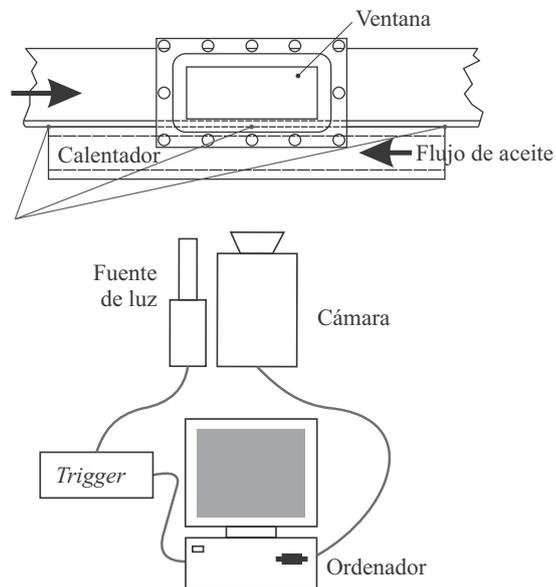


Figura 3.14. Configuración de los experimentos de visualización..

adquisición de la cámara de alta velocidad) no es posible determinar el radio real de salida de las burbujas, sino sólo su evolución una vez que la burbuja se ha separado de la superficie del calentador.

En este caso, se realizaron experimentos sobre un conjunto de condiciones más reducido que el considerado en el estudio de los flujos de calor. Así, se consideraron únicamente tres caudales volumétricos para el refrigerante ($1 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$, $1.5 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$ y $2 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$), y un único valor de $90 \text{ }^\circ\text{C}$ para su temperatura a la entrada de la sección de calentamiento. La temperatura del aceite térmico se varió entre $100 \text{ }^\circ\text{C}$ y $280 \text{ }^\circ\text{C}$ a incrementos de $40 \text{ }^\circ\text{C}$, manteniendo su caudal constante en $1.92 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$. Más adelante, en la tabla 3.6.3 se mostrarán las condiciones precisas de los experimentos realizados junto con los resultados obtenidos.

Con el fin de determinar las dimensiones de las burbujas observadas durante el proceso de evaporación forzada, se aplicaron técnicas de procesamiento digital de imágenes a las cerca de 1600 imágenes adquiridas. El objetivo principal era mejorar la calidad de las imágenes en bruto adquiridas con la cámara de alta velocidad, sobre todo en cuanto a su contraste. Existen numerosos algoritmos adecuados a este propósito, y la elección de uno u otro sigue siendo objeto de investigación. Aquí se utilizó el enfoque clásico basado en operaciones puntuales (píxel a píxel) [21]. El primer paso del procedimiento utilizado fue el realce de contraste, seguido por un filtro de mediana para la eliminación de manchas espurias. A continuación, se utilizaron

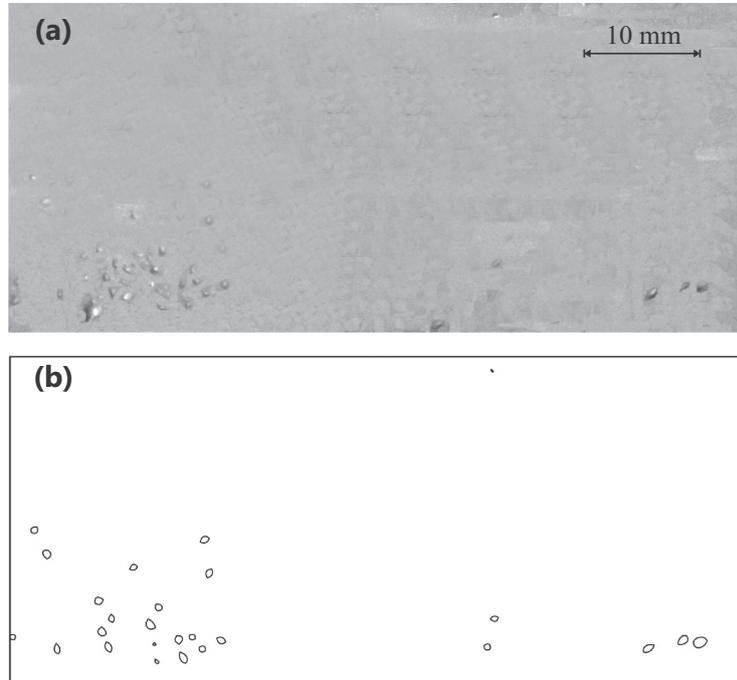


Figura 3.15. Ejemplos de imágenes: imagen en bruto (a) e imagen procesada (b).

dos operaciones morfológicas fundamentales (erosión y dilatación de la imagen) y, finalmente, se aplicó un operador de Laplace con el fin de obtener el contorno de las burbujas. Una vez que se detectaron los contornos, el número de píxeles interceptados se determinó y luego se estimó un radio de la burbuja equivalente.

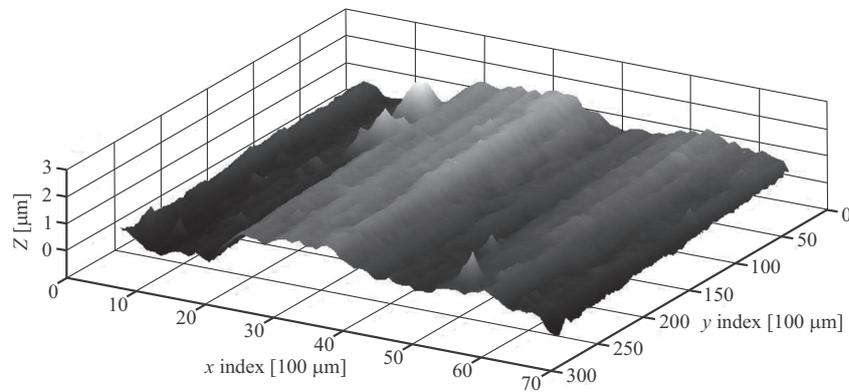
En la figura 3.15 se muestra un ejemplo tanto de la apariencia de las imágenes adquiridas como del resultado final del procesado, con los contornos de burbuja resultantes.

3.6.2. Caracterización de la superficie

Los parámetros superficiales determinados para la superficie del calentador se muestran en la tabla 3.3 (véase, por ejemplo, [22] para una definición precisa de los parámetros y su interpretación). Los valores obtenidos para los parámetros sugieren una alta irregularidad en las características de la superficie; en particular, esto viene indicado por el hecho de que $R_q > R_a$, y por los relativamente altos valores de R_p , R_t y R_z , que son especialmente sensibles a picos altos ocasionales o valles o arañazos profundos [22].

Tabla 3.3. Parámetros de rugosidad de la superficie.

Media Aritmética de la altura (R_a)	0.160 μm
Rugosidad cuadrática media (R_q)	0.224 μm
Altura máxima de picos (R_p)	1.84 μm
Altura máxima del perfil (R_t)	2.04 μm
Irregularidad de 10 puntos (DIN) (R_z)	1.28 μm

**Figura 3.16.** Imagen topográfica de la superficie de calentamiento.

Debe tenerse en cuenta que la rugosidad media R_q en galerías de refrigeración de motores es del orden de 40 μm [19], que es grande en comparación con los valores encontrados en este experimento. Por lo tanto, las superficies de las galerías de enfriamiento habituales producirían burbujas con diámetros de salida mayores que los observados con baja rugosidad de la superficie, aparte del efecto ya mencionado sobre la propia transferencia de calor [9, 23]. Investigaciones recientes [24] con la técnica de *shot peening* y chorreado con granalla en superficies de aluminio y latón sugieren que puede existir un valor de rugosidad óptima que ofrecería la máxima transferencia de calor.

La imagen topográfica obtenida para un fragmento de la superficie mediante el nanoindentador descrito en el apartado 3.3.2 se muestra en la figura 3.16. Como puede apreciarse, el proceso de extrusión empleado en la fabricación de la misma se hace evidente en las facetas de mayor tamaño y que presentan una clara direccionalidad. Sobre esta forma general se superponen detalles de menor tamaño y sin una ordenación espacial tan clara.

Tabla 3.4. Condiciones experimentales y resultados.

p (bar)	\dot{V} (m ³ h ⁻¹)	U_l (m/s)	T_s (°C)	d (mm)
1.9	1.0	0.10	126.1	1.30
1.5	1.5	0.15	127.0	1.18
1.6	2.0	0.20	126.9	1.05

3.6.3. Discusión de resultados

Como se ha indicado antes, con la configuración experimental empleada no fue posible determinar el tamaño de las burbujas en el mismo instante de su desprendimiento, sino cuando ya habían alcanzado una cierta altura sobre la superficie. Los resultados medios obtenidos para el diámetro observado en las imágenes se muestran en la tabla 3.6.3 junto con las condiciones de cada condición de medida considerada.

Con el fin de determinar si los tamaños observados de esta manera siguen siendo indicativos de los correspondientes al despegue, se realizó un estudio detallado de la evolución del tamaño para algunas burbujas individuales. Un ejemplo representativo de este estudio se muestra en la figura 3.17, en que la trayectoria de una burbuja ha sido reconstruida a partir de la superposición de cuatro imágenes sucesivas. Es posible observar que, dentro de la precisión asociada con la resolución espacial de las imágenes, el radio de la burbuja no cambia de manera significativa, por lo que se debe esperar que el radio observado no difiere significativamente del radio de desprendimiento. Por lo tanto, los datos recogidos pueden ser útiles no sólo para el estudio de la distribución de tamaños, sino también para evaluar la posibilidad de utilizar un modelo mecanicista, tal como el descrito en el apartado 2.4.1, para la interpretación de los resultados medios obtenidos.

Recuérdese que los valores del radio de salida de la burbuja r_d (y del ángulo de inclinación θ) se podían obtener resolviendo el sistema formado por las ecuaciones (2.68) y (2.69). Una vez determinado el radio de salida, el radio de desprendimiento r_{lo} se seguía de la ecuación (2.76):

$$1 + r^* + \frac{1}{r^{*3}}\varphi + \frac{1}{r^{*2}}\varphi \left(1 - \frac{3}{2}C_s\right) = 0$$

donde las magnitudes adimensionales r^* y φ venían definidas por las ecuaciones (2.75):

$$r^* = \frac{r_{lo} - r_d}{r_d} = \frac{G_{bd}t_{sld}^{1/2}}{r_d}; \quad \varphi = \frac{3G_{bd}^4}{16\rho^*gr_d^3}$$

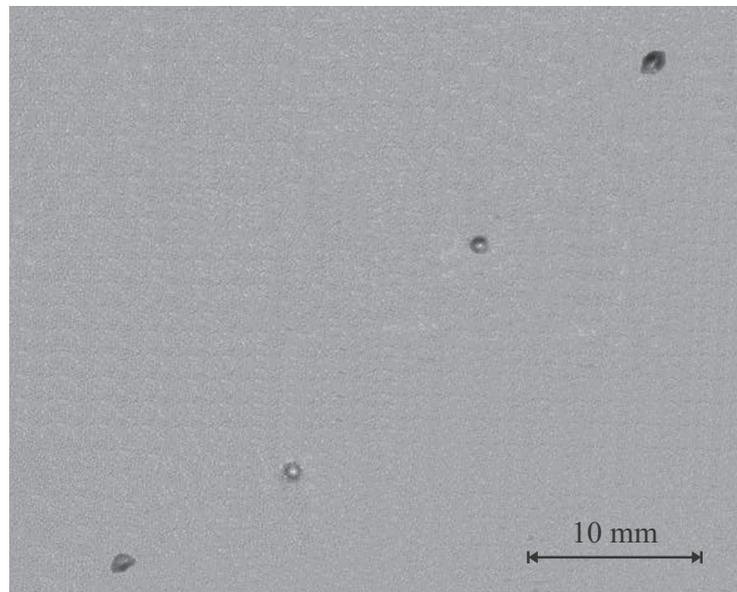


Figura 3.17. Reconstrucción de la trayectoria de una burbuja a partir de la combinación de cuatro imágenes consecutivas..

Ahora bien, los eventuales resultados obtenidos el uso de estas expresiones depende críticamente de la estimación del parámetro b_d de crecimiento de la burbuja durante su deslizamiento, ya que $G_{bd} = 2b_d Ja(\alpha_l/\pi)^{1/2}$. Dado que las presentes medidas no proporcionan información alguna sobre el diámetro de salida, no resultan de utilidad para la estimación del parámetro b_d ; por otra parte, esa falta de información también implica la ausencia de criterio alguno para la estimación del parámetro b de crecimiento de la burbuja en el sitio de nucleación lo que, en vista de la disparidad de valores comentada en el apartado 2.4.1, haría que las incertidumbres del modelo fueran excesivas y virtualmente impediría su uso. En vista de lo anterior, se buscó una aproximación alternativa al problema, que se describe a continuación.

Analizando los resultados de un modelo muy similar al descrito en el apartado 2.4.1, Steiner *et al* [25] observaron que en el límite de velocidad tendiendo a cero se tiene $r_d = r_{to}$, y que al aumentar la velocidad del flujo el radio de salida disminuye notablemente con respecto al radio de desprendimiento. El crecimiento de la diferencia entre los dos radios al aumentar la velocidad refleja evidentemente la influencia del campo de velocidad local sobre el proceso de salida de las burbujas. Pero ahí precisamente es donde radica la interpretación física del factor de supresión, lo que permitió a Steiner *et al.* plantear una expresión alternativa del factor de supresión

como:

$$S = \frac{r_d}{r_{lo}} \quad (3.9)$$

De acuerdo con esta definición, se supone que el factor de supresión representa la desviación inducida por el flujo entre el radio de salida y su valor correspondiente al límite de ebullición en piscina, que se asocia con una velocidad nula, donde $r_d = r_{lo}$ y, por lo tanto, $S = 1$. En este contexto, r_{lo} básicamente representa el radio de desprendimiento en el régimen de ebullición saturada y no en el régimen de ebullición subenfriada, lo que explica la sobreestimación de los tamaños de burbuja en el rango de velocidades muy bajas que se observaron en [25]. De hecho, es razonable suponer que, incluso a velocidades de flujo muy pequeñas, la advección de líquido subenfriado desde el seno del fluido es suficiente para mantener una capa límite térmica subenfriada, donde las burbujas se desprenden con un tamaño menor que en el caso saturado.

El objetivo del trabajo de Steiner *et al.* era proponer una alternativa para la determinación del factor de supresión, basada en el uso de un modelo mecanicista, y que pudiera emplearse en el marco de una correlación de Chen, esto es, sustituir la expresión dada en la ecuación (2.33) por la ecuación (3.9). Sin embargo, en el marco del presente trabajo esta idea sugirió la posibilidad de aprovechar la evidencia experimental disponible sobre el factor de supresión en las condiciones de medida consideradas para complementar el modelo de formación y evolución de burbujas descrito en el apartado 2.4.1, en particular, para estimar las constantes de crecimiento b y b_d , tal como se describe a continuación.

En efecto, según lo expuesto en el apartado 3.5.4, el factor de supresión en las presentes condiciones viene descrito satisfactoriamente por

$$S = \frac{\psi(\text{Pr}_l)}{1 + 2.53 \times 10^{-6} \text{Re}_{2\phi}^{1.17}} \quad (3.10)$$

donde ψ depende sólo de número de Prandtl. Conocidos S y el radio de desprendimiento r_{lo} , de la ecuación (3.9) se obtiene $r_d = S r_{lo}$, y sustituyendo este valor en la ecuación (2.75) queda $r^* = S^{-1} - 1$. Sustituyendo esta expresión de r^* en la ecuación (2.76) se obtiene finalmente

$$\varphi = -\frac{(1-S)^2}{S^3} \left[\frac{S}{1-S} + 1 - \frac{3}{2} C_s \right]^{-1} \quad (3.11)$$

y una vez conocido φ es inmediato determinar G_{db} y en consecuencia b_d . Por otra parte, al disponer de una estimación de r_d , es posible también resolver el sistema formado por las ecuaciones (2.68) y (2.69) pero tomando como incógnitas G_b and θ ,

y proporcionando así un valor inicial conveniente para la estimación de la constante de crecimiento b . De esta forma se mitigan las incertidumbres del modelo y puede considerarse su uso para estimar el tamaño de las burbujas.

El procedimiento que se acaba de describir se aplicó a las condiciones particulares del experimento, obteniéndose un valor de 0.527 para la constante de crecimiento b . Entonces, mediante la resolución de las ecuaciones del modelo se obtuvo la dependencia del radio de salida con la velocidad del flujo. Esta dependencia se muestra en la figura 3.18, donde se puede observar que la tendencia obtenida es la esperable teniendo en cuenta, por ejemplo, los resultados mostrados por Steiner *et al* [25]. Además, el modelo resulta ser sensible al sobrecalentamiento en la pared ΔT_s y a la presión del fluido [26], como de hecho sugiere el papel del número de Jacob en el modelo de crecimiento de las burbujas.

A fin de comprobar la verdadera aplicabilidad del modelo a las condiciones de flujo consideradas, se estimaron los correspondientes radios de salida a partir de los diámetros de burbuja obtenidos del procesamiento digital de las imágenes fotográficas, haciendo uso de las ecuaciones (3.9) y (3.10), y se identificaron la media y la desviación típica de la población para cada condición de flujo. Los resultados se muestran también en la figura 3.18, donde se puede observar que, en general, se obtiene un acuerdo razonable entre los puntos medidos y el modelo correspondiente. El acuerdo es algo más pobre en el caso de la velocidad más baja y la presión más alta; la influencia de la velocidad es consistente con lo indicado por Steiner *et al* [25] a colación de los resultados de su modelo, mientras que el efecto de la presión podría ser debido, según Wu *et al* [23], a haber despreciado la tensión superficial en el balance de fuerzas. En cualquier caso, las tendencias predichas por el modelo son por tanto compatibles con los resultados experimentales obtenidos, aun teniendo en cuenta que la falta de una variación paramétrica de la velocidad del flujo no permite disponer una validación completa del modelo.

Por lo tanto, es razonable suponer que se puede lograr una estimación adecuada de los radios de salida y de despegue mediante el uso del modelo. Aparte de este aspecto, es claro que también sería conveniente complementar el modelo con alguna estimación sobre la dispersión esperable en la distribución de radios, en vista de la notable dispersión encontrada en las medidas. Para explorar esta posibilidad, se realizó un estudio de la distribución de probabilidad que podría representar mejor los datos experimentales, siguiendo las líneas indicadas en el trabajo de Klausner *et al.* [27].

Es bien conocido que el proceso de evaporación es un proceso estocástico. El trabajo de Klausner *et al.* [27] parte de la premisa bien establecida de que al aumentar la temperatura promedio de la zona de calentamiento se observa un aumento en las dimensiones de las burbujas, y de que al aumentar la velocidad promedio del fluido,

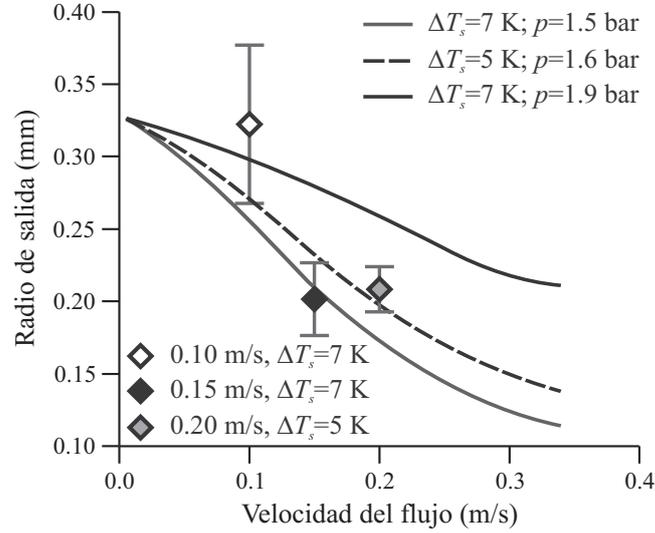


Figura 3.18. Dependencia del radio de salida de las burbujas con la velocidad del flujo para diferentes sobrecalentamientos en pared y presiones del fluido.

el diámetro de las burbujas tiende a disminuir, tal como predice el modelo de Zeng *et al.* [28] y ha sido verificado en este trabajo. En la figura 3.19 se reproducen los resultados de Klausner para disponer ulteriormente de una referencia para la evaluación de los resultados obtenidos aquí.

Es claro que para altas velocidades promedio del fluido el diámetro de las burbujas disminuye, como ilustran las condiciones de $\Delta T_s = 8^\circ\text{C}$ y velocidad de 0.83 m/s en la figura 3.19. Al contrario, el comportamiento a velocidades bajas, como en el caso de 0.37 m/s y $\Delta T_s = 12^\circ\text{C}$ se corresponde con valores relativamente altos del diámetro de las burbujas observadas. Adicionalmente, se observa de forma consistente que tanto la media como la desviación típica de las distribuciones crece con el sobrecalentamiento considerado (es decir, con el exceso de la temperatura de pared sobre la correspondiente temperatura de saturación). Esta dependencia simple permite escribir la distribución de diámetros en términos de la distribución de sobrecalentamientos como [27]:

$$P(r) = P_{\Delta T}(\Delta T) \left| \frac{\delta \Delta T}{\delta r} \right| \quad (3.12)$$

donde la derivada $\delta \Delta T / \delta r$ se puede estimar a partir de las ecuaciones del modelo descrito anteriormente y, a falta de un criterio alternativo o de alguna evidencia experimental adicional, se supone que la distribución de sobrecalentamientos se comporta

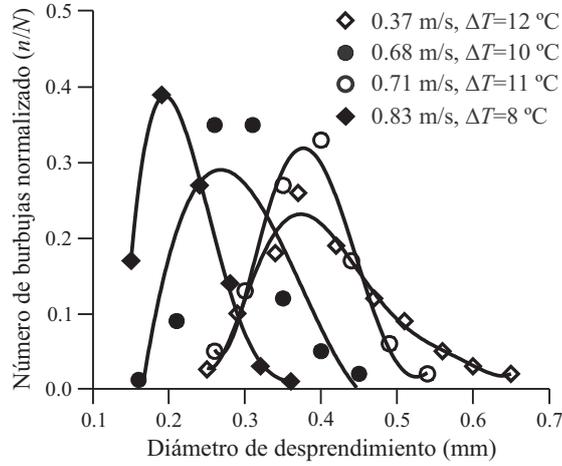


Figura 3.19. Distribuciones de referencia para el diámetro de salida.

siguiendo un perfil gaussiano tal como:

$$P_{\Delta T}(\Delta T) = \frac{1}{\sigma_{\Delta T} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T - \Delta T_m}{\sigma_{\Delta T}} \right)^2 \right] \quad (3.13)$$

donde ΔT_m es el sobrecalentamiento medio sobre la superficie de calentamiento y $\sigma_{\Delta T}$ es la correspondiente desviación típica. Por razones análogas, también se adopta un perfil gaussiano para las fluctuaciones de velocidad.

Los resultados del presente experimento se muestran en la 3.20, junto con las correspondientes funciones de distribución normales para las tres condiciones de velocidad ensayadas (0.1 m/s, 0.15 m/s y 0.2 m/s). Los resultados presentaron un coeficiente de correlación del 94 % con este tipo de función de distribución de probabilidad.

Sin embargo, aun cuando los resultados son en general comparables con los mostrados por Zeng *et al.* [28], Klausner *et al.* [27] y Mei *et al.* [29], de los que se mostró un ejemplo en la figura 3.19, no es menos evidente que hay un número significativo de puntos experimentales que no son plenamente compatibles con esta función de distribución. Esto puede ser debido al hecho de que el fluido utilizado (recuérdese que en este caso se trata de una mezcla de agua y etilenglicol) es diferente de la utilizada en esos otros experimentos, aparte de que se consideraron diferentes presiones (entre 1.82 y 2 bar). Por supuesto, también cabe la posibilidad de que los datos no sigan realmente una distribución gaussiana, ya que el carácter casi-normal de las distribuciones halladas por Klausner *et al.* es una simple consecuencia de asumir el carácter gaussiano de la distribución de sobrecalentamientos.

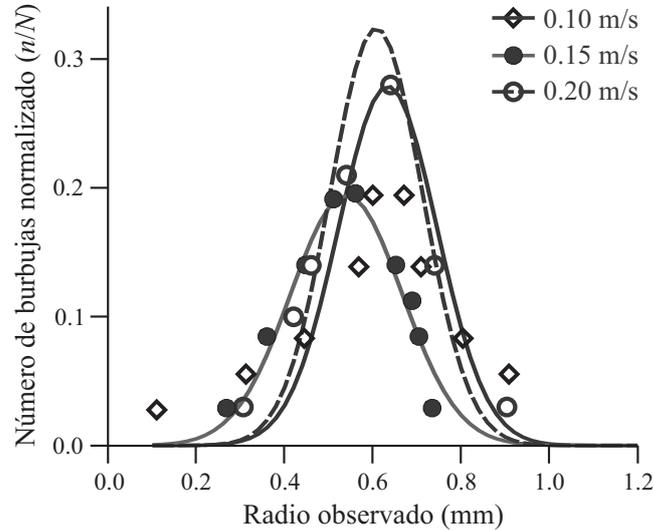


Figura 3.20. Distribución experimental de radios de burbujas y ajuste de las medidas a una distribución normal.

Con el fin de profundizar en la comprensión de este aspecto, se estudió la posible influencia de las características de la superficie de calentamiento sobre la distribución de tamaños de las burbujas. Para ello, se empleó la información contenida en la imagen topográfica previamente mostrada en la figura 3.16, a partir de la cual se obtuvo información sobre la distribución de los tamaños de los sitios potenciales de nucleación. Para ello, en primer lugar se eliminaron las características de la superficie relacionadas con el proceso de fabricación, restando el perfil medio de la superficie a lo largo de la dirección x , de manera que se obtuvo una proyección plana de la superficie. Para la superficie proyectada resultante, se estableció un umbral adecuado por debajo del nivel medio, que permitió la identificación de pequeñas cavidades de bajo nivel susceptibles de ser posibles sitios de nucleación, de acuerdo con estudios previos de Wu *et al.* [23] y Kandlikar *et al.* [30]. La matriz de datos resultante se transformó a continuación en una imagen binaria, a partir de la que se estimó el tamaño de los sitios de nucleación potenciales de manera similar a la utilizada anteriormente para la estimación del tamaño de las burbujas.

La distribución resultante de tamaños de los posibles sitios de nucleación se muestra en la figura 3.21, junto con los resultados de su ajuste a una distribución normal. Se observa también en este caso que, aunque el coeficiente de correlación es de nuevo del 94 %, la distribución obtenida podría estar mejor representada por una función de probabilidad diferente, más picada en la media. Sin embargo, aunque esto podría indicar que existe una cierta relación entre la distribución del tamaño de los

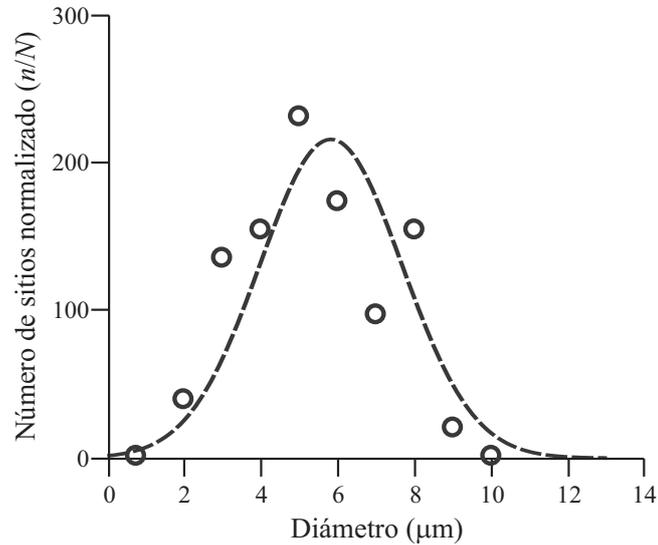


Figura 3.21. Distribución experimental de potenciales sitios de nucleación y ajuste a una distribución normal.

posibles sitios de nucleación y la de las burbujas desprendidas, lo que representaría una posibilidad muy atractiva de cara a una eventual predicción de la distribución de tamaños, los resultados obtenidos no son suficientemente concluyentes, tanto menos si se tiene en cuenta la naturaleza estocástica de la formación y el crecimiento de las burbujas, por no mencionar la posible coalescencia de burbujas durante su deslizamiento sobre la superficie. De hecho, Wu *et al.* [23] informaron de que en sus experimentos el diámetro de contacto de las burbujas inmediatamente antes de su salida se mantuvo esencialmente constante independientemente del tamaño alcanzado finalmente en el desprendimiento.

Como producto adicional de este análisis de la superficie, se pudo obtener evidencia adicional sobre la consistencia de los tamaños de burbuja observados. De acuerdo con Wu *et al.* [23], el diámetro de contacto de la burbuja está directamente relacionado con el tamaño del sitio de nucleación. En este sentido, el valor medio de $\sim 6\mu\text{m}$ obtenido en este trabajo es razonablemente consistente con los radios de salida estimados: suponiendo que las burbujas son aproximadamente esféricas antes de la salida, y estimando que la profundidad de la cavidad de nucleación sea del orden de magnitud de la rugosidad de la superficie, se obtiene un valor de $\sim 250\mu\text{m}$ para el radio de salida, que se halla dentro del intervalo encontrado en los presentes experimentos, tal como puede verse en la figura 3.18.

Bibliografía

- [1] FINLAY, I. C., BOYLE, R. J., PIRAULT, J. P., BIDDULPH, T. Nucleate and film boiling of engine coolants flowing in a uniformly heated duct of small cross section. *SAE Paper 870032*, 1987.
- [2] BENNETT, D. L., CHEN, J. C. Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures. *AIChE Journal* **26**(3): 454–461, 1980.
- [3] SHIN, J. Y., KIM, M. S., RO, S. T. Experimental study on forced convective boiling heat transfer of pure refrigerants and refrigerant mixtures in a horizontal tube. *International Journal of Refrigeration* **20**(4): 267–275, 1997.
- [4] V., M. E., KANDLIKAR, S. G. Convective heat transfer of binary mixtures under flow boiling conditions. In CELATA, G. P., DI MARCO, P., SHAH, R. K. (eds.), *Two-phase flow modelling and experimentation 1999*, 271–278. 1999.
- [5] ROBINSON, K., HAWLEY, J. G., CAMPBELL, N. A. F. Experimental and modeling aspects of flow boiling heat transfer for application to internal combustion engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(10): 877–889, 2000.
- [6] HAYNES, B. S., FLETCHER, D. F. Subcooled flow boiling heat transfer in narrow passages. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46**(19): 3673–3682, 2003.
- [7] SUNG LEE, H., O'NEIL, T. Comparison of boiling curves between a standard S.I. engine and flow loop for mixture of ethylene glycol and water. *SAE Paper 2006-01-1231* 2006.
- [8] LIU, D., GARIMELLA, S. V. Flow boiling heat transfer in microchannels. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **129**(10): 1321–1332, 2007.
- [9] RAMSTORFER, F., STEINER, H., BRENN, G., KORMANN, C., RAMMER, F. Subcooled boiling flow heat transfer from plain and enhanced surfaces in automotive applications. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **130**(1): 011501, 2008.
- [10] LEE, H. S., O'NEILL, A. T. Forced convection and nucleate boiling on a small flat heater in a rectangular duct: experiments with two working fluids, a 50-50 ethylene glycol-water mixture, and water. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **223**(2): 203–219, 2009.
- [11] TORREGROSA, A. J., BROATCH, A., OLMEDA, P., MARTÍN, J. A contribution to film coefficient estimation in piston cooling galleries. *Experimental Thermal and Fluid Science* **34**(2): 142–151, 2010.
- [12] SERRANO, J. R., OLMEDA, P., PÁEZ, A., VIDAL, F. An experimental procedure to determine heat transfer properties of turbochargers. *Measurement Science and Technology* **21**(3): 035109, 2010.
- [13] ROBINSON, K., HAWLEY, J., HAMMOND, G. P., OWEN, N. J. Convective coolant heat transfer in internal combustion engines. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(2): 133–146, 2003.

- [14] MOFFAT, R. J. Describing uncertainties in experimental results. *Experimental Thermal and Fluid Science* **1**(1): 3–17, 1988.
- [15] CHEN, J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* **5**(3): 322–329, 1966.
- [16] GUNGOR, K. E., WINTERTON, R. H. S. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **28**(3): 351–358, 1986.
- [17] KANDLIKAR, S. G. Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling, and significant void flow regions of subcooled flow boiling. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **120**(2): 395–401, 1998.
- [18] FORSTER, H. K., ZUBER, N. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal* **1**(4): 531–535, 1955.
- [19] STEINER, H., BRENN, G., RAMSTORFER, F., BREITSCHÄDEL, B. Increased cooling power with nucleate boiling flow in automotive engine applications. In CHIABERGE, M. (ed.), *New trends and developments in automotive system engineering*, 249–272. InTech, 2011.
- [20] YOO, J., ESTRADA-PEREZ, C. E., HASSAN, Y. A. A proper observation and characterization of wall nucleation phenomena in a forced convective boiling system. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **76**: 568–584, 2014.
- [21] PRATT, W. K. *Digital image processing*. 4th edition. Wiley, 2007.
- [22] GADELMAWLAA, E. S., KOURAB, M. M., MAKSOUDC, T. M. A., ELEWAA, I. M., SOLIMAND, H. H. Roughness parameters. *Journal of Materials Processing Technology* **123**(1): 133–145, 2002.
- [23] WU, W., CHEN, P., JONES, B. G. A study on bubble detachment and the impact of heated surface structure in subcooled nucleate boiling flows. *Nuclear Engineering and Design* **238**: 2693–2698, 2008.
- [24] SHARMA, M., HARA, A. Boiling heat transfer from shot peened aluminium surface to glycol solution. In *Proc. 7th International Conference on Shot Peening*, 337–343. 2007.
- [25] STEINER, H., KOBOR, A., GEBHARD, L. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**(19-20): 4161–4173, 2005.
- [26] YUAN, D., PAN, L. M., CHEN, D. Q., ZHANG, H., WEI, J. H., HUANG, Y. P. Bubble behavior of high subcooling flow boiling at different system pressure in vertical narrow channel. *Applied Thermal Engineering* **31**(16): 3512–3520, 2011.
- [27] KLAUSNER, J. F., MEI, R., ZENG, L. Z. Predicting stochastic features of vapor bubble detachment in flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40**(15): 3547–3552, 1997.
- [28] ZENG, L. Z., KLAUSNER, J. F., BERNHARD, D. M., MEI, R. A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems. 2. flow boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **36**(9): 2271–2279, 1993.

- [29] MEI, R., CHEN, W. C., KLAUSNER, J. F. Vapor bubble-growth in heterogeneous boiling. 1. formulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **38**(5): 909–919, 1995.
- [30] KANDLIKAR, S. G., STUMM, B. J. A control volume approach for investigating forces on a departing bubble under subcooled flow boiling. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **117**(4): 990–997, 1995.

Capítulo 4

Estudio computacional en conducto simple

Índice

4.1. Introducción	87
4.2. Estado del conocimiento	88
4.3. Modelos de flujo y transferencia de calor	91
4.3.1. Modelo de fluido equivalente	91
4.3.2. Modelo euleriano de dos fluidos	96
4.4. Resultados de la simulación	103
4.4.1. Malla y condiciones de contorno	103
4.4.2. Flujos de calor	104
4.4.3. Campo de temperaturas	107
Bibliografía	115

4.1. Introducción

Los métodos numéricos de mecánica de fluidos computacional (CFD) ha hecho rápidos progresos en los últimos años y en la actualidad se utilizan como una herramienta eficaz en el análisis y la visualización de los flujos de fluidos en sistemas complejos. No es pues de extrañar que también sean de ayuda para el estudio y la comprensión de los fenómenos complejos que ocurren comúnmente en las galerías de refrigeración y, en particular, de la ebullición nucleada.

Además, las estrategias de refrigeración basadas en la ebullición requieren que la transferencia de calor en el lado del refrigerante se prediga con exactitud, para lo cual las simulaciones CFD, adecuadamente complementadas con modelos de ebullición subenfriada, constituyen una alternativa viable [1]. Sin embargo, como la mayoría de los modelos existentes se han desarrollado para aplicaciones de la tecnología nuclear, con condiciones de flujo y de ebullición muy diferentes de las encontradas en motores de combustión interna, no se pueden aplicar directamente al análisis CFD de galerías de refrigeración de motores [2].

El presente capítulo se centra precisamente en el análisis de estos métodos computacionales, aprovechando los resultados experimentales mostrados en el capítulo 3, y la sencillez geométrica del conducto simple, que permite focalizar la atención en los aspectos más básicos de los modelos. En lo que sigue, y tras una breve pero suficientemente completa revisión del estado del conocimiento en la aplicación a motores de estas técnicas computacionales, se describen con cierto detalle dos de los modelos más empleados, haciendo especial hincapié en los detalles referidos a la "calibración" de los modelos de ebullición.

Ambos modelos, que se encuentran disponibles en el código comercial STAR-CCM+, fueron empleados para la simulación de los experimentos descritos con anterioridad, comparándose sus resultados y analizándose sus prestaciones, tanto en términos de la calidad y robustez de los resultados obtenidos como del coste computacional requerido para su obtención.

4.2. Estado del conocimiento

La simulación numérica de los procesos evaporativos es actualmente un campo activo de investigación. Como cabe esperar, dada su relativa simplicidad, es en el caso de la ebullición en piscina donde estos métodos han alcanzado una mayor madurez, como pone de manifiesto el reciente artículo de revisión de Dhir *et al.* [3]. En el caso más complejo de la ebullición en flujo no ha aparecido todavía un trabajo similar, si bien es posible identificar las principales tendencias.

En general, puede afirmarse que se han aplicado a los flujos bifásicos con cambio de fase todas las técnicas numéricas disponibles: modelos basados en distintas formulaciones más o menos fenomenológicas de las ecuaciones de la mecánica de fluidos, modelos basados en las ecuaciones de teoría cinética, y modelos de simulación numérica directa. En orden inverso, puede afirmarse que la aplicación de la simulación numérica directa a estos problemas se encuentra aún en un estado muy incipiente [4] por lo que no cabe plantearse su uso a medio y corto plazo. Respecto de los métodos cinéticos, éstos resultan especialmente atractivos en problemas mul-

tifásicos, ya que proporcionan un marco más natural para la interacción entre fases que los métodos fluidodinámicos, en que tener en cuenta dicha interacción requiere la introducción de grandes dosis de fenomenología. De hecho, se han obtenido resultados prometedores con distintas variantes de los métodos *lattice* Boltzmann [5], pero la mayoría de los estudios se centran aún en aspectos muy básicos del problema, relacionados con la evolución de burbujas individuales [6, 7]. Por ello, estos métodos no constituyen todavía una alternativa viable para su uso en aplicaciones prácticas.

Para dichas aplicaciones deben pues considerarse los métodos fluidodinámicos, dentro de los cuales es posible distinguir dos líneas principales: la consideración de un fluido equivalente con propiedades correspondientes a la mezcla de fases, o la consideración de cada fase como un fluido distinto en el contexto de un método multifluido. Como ejemplo reciente de un método evolucionado del primer tipo puede considerarse en trabajo de Krause *et al.* [8] en que incluso se tiene en cuenta una posible diferencia de velocidad entre las fases. Por su parte, ejemplos convincentes de métodos de dos fluidos evolucionados son los propuestos por Podowski [9] y por Ho *et al.* [10], en que se alcanza un nivel de detalle notable, tanto en lo que respecta a la interacción entre fases como a la propia descripción de la fase vapor. Cuando se describan someramente los modelos empleados en este trabajo (apartado 4.3), se pondrán de manifiesto las virtudes y limitaciones de cada uno de estos tipos de modelo.

En lo que se refiere a la aplicación específica de la simulación numérica a problemas de flujo evaporativos en condiciones similares a las que se encuentran en el sistema de refrigeración de los motores, la mayoría de los trabajos publicados hacen uno de la representación de la mezcla de fases como un único fluido equivalente. Uno de los primeros intentos fue el trabajo de Hawley *et al.* [11], quienes implementaron varios modelos de transferencia de calor por ebullición nucleada con el fin de calcular el coeficiente de transferencia de calor en la pared. A partir de este resultado, se calculó entonces el efecto producido sobre el campo de temperaturas del fluido, comparándolo con el resultante de asumir convección monofásica, pero sin intentar determinar la influencia de la ebullición nucleada sobre el campo de flujo. De hecho, en dicho trabajo se supuso en todo momento que las propiedades del fluido refrigerante eran simplemente las de la fase líquida, lo que sin duda supone una simplificación excesiva.

Prácticamente todas las contribuciones posteriores hacen uso del primer tipo de modelo fluidodinámico comentado más arriba, es decir, consideran un fluido monofásico equivalente para representar la mezcla líquido-vapor, pero teniendo en cuenta la distribución espacial y la evolución temporal de la fracción de vapor en la mezcla. Bo [12] usó una representación simple en términos de fuerzas motrices y escalas temporales para dar cuenta de todos los mecanismos que determinan la transfe-

cia de masa entre las dos fases, y calculó el flujo de calor en la pared mediante la correlación de Rohsenow [13] (véase el apartado 2.2.3.1), concluyendo que tanto el campo de flujo como la distribución de temperaturas se veían afectados significativamente. Un método similar fue utilizado por Fontanesi *et al.* [14], quienes encontraron un acuerdo cualitativo entre sus resultados y las distribuciones de flujo y temperatura que determinaron en las galerías de refrigeración de una culata real.

Otros ejemplos de aplicación de la correlación de Rohsenow a condiciones similares a las del motor son los trabajos de Li *et al.* [2], quienes la emplearon para el régimen de ebullición totalmente desarrollada en el marco de un método de descripción separada (véase el apartado 2.3.3), reproduciendo los resultados experimentales de Robinson *et al.* [15] con un error del orden del 15 % ,y de Li *et al.* [16], que la usaron para calcular el flujo de calor en la pared en el contexto de un método de superposición.

También se han dedicado esfuerzos a la inclusión en cálculos CFD de flujos monofásicos de la correlación Chen [17] (véase la sección 2.3.3). Como ya se comentó en el apartado 2.3.3.1, esta expresión proporciona resultados aceptables cuando el diámetro hidráulico puede definirse de forma unívoca, como en el caso del conducto simple considerado en este trabajo, pero plantea problemas serios cuando se aplica a geometrías reales de galerías de refrigeración. Se han propuesto diferentes soluciones, como la indicada por Cardone *et al.* [18] que definieron una aproximación por conductos equivalentes para las diferentes partes de las galerías de refrigeración, con resultados aceptables, y por Punekar y Das [19]. A este respecto, una alternativa especialmente atractiva es la que surge de los trabajos de Steiner *et al.* [20], quienes plantearon la obtención del factor de supresión a partir de un modelo mecanicista, idea de la que ya se hizo uso en el apartado 3.6.3 para interpretar los resultados de tamaños de burbuja obtenidos en este trabajo. Puesto que el modelo mecanicista sólo hace uso de magnitudes locales, esta idea puede emplearse también en el marco de un cálculo computacional como alternativa para el cálculo del factor de supresión sin necesidad de acudir a definición alguna de una dimensión no local característica para el cálculo del número de Reynolds.

Hasta donde ha sido posible asegurarse, la única aplicación de un método de dos fluidos a galerías de refrigeración de motores de combustión interna es la de Mohammadi y Yaghoubi [21], quienes obtuvieron una reproducción razonable de las tendencias observadas en las mediciones realizadas en una geometría simplificada con una temperatura de entrada de 90 °C y una velocidad de entrada de 0.25 ms⁻¹, pero con una subestimación sistemática de los flujos de calor.

Falta, por tanto, información suficiente sobre el comportamiento de los métodos multifásicos de dos fluidos en condiciones similares a las de motor, y desde luego para velocidades tan bajas como las consideradas en este trabajo. Además, un

estudio tal precisa de disponer una referencia para la comparación, que de forma natural ha de ser un modelo de fluido equivalente. El resto del capítulo se dedica a este trabajo, tomando como base los resultados experimentales mostrados en el capítulo 3.

4.3. Modelos de flujo y transferencia de calor

En la mayoría de los códigos comerciales hay disponible algún modelo de flujo multifásico con cambio de fase. En el presente trabajo se empleó el código STAR-CCM+ ya que, entre las opciones disponibles, permitía considerar tanto un modelo de fluido equivalente (modelo VoF - *Volume of Fluid*) como un modelo de dos fluidos (modelo Euler-Euler). En esta sección se describen con cierto detalle estos dos modelos, con el fin de hacer patentes las hipótesis realizadas en cada caso y la información requerida para lanzar las simulaciones. En ambos casos, se prestará especial atención a los parámetros empíricos de ajuste de los modelos de ebullición.

4.3.1. Modelo de fluido equivalente

Como se ha comentado antes, un método como el VoF representa el marco más sencillo para dar cuenta del carácter multifásico de un flujo, siendo su principal virtud la estabilidad que le confiere la consideración de un único fluido equivalente. En este tipo de modelo, el carácter multifásico se tiene en cuenta a través de las fracciones en volumen de cada fase para cada celda del dominio computacional. Si α_l y α_g representan las fracciones en volumen del líquido y el vapor, respectivamente, evidentemente se tiene

$$\alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (4.1)$$

y una celda correspondiente al vapor tiene $\alpha_g = 1$, mientras que para las celdas de la región líquida se tiene $\alpha_l = 1$. Las celdas con valores intermedios de α_l y α_g corresponden a la interfaz entre ambas fases. Es posible entonces localizar la interfaz entre fases resolviendo una ecuación de continuidad para la fracción en volumen de cada fase. Las expresiones de dicha ecuación para las dos fases (l y g) son:

$$\frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_g = \frac{\Gamma_{gl}}{\rho_g} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \alpha_l = \frac{\Gamma_{lg}}{\rho_l} \quad (4.3)$$

donde los términos fuente Γ_{gl} y Γ_{lg} representan la tasa de intercambio de masa entre fases debido al propio cambio de fase, cumpliéndose evidentemente que $\Gamma_{gl} = -\Gamma_{lg}$.

La ecuación de la cantidad de movimiento es simplemente la ecuación de Navier-Stokes con un término fuente adicional a las fuerzas de presión y la fuerza gravitatoria:

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{u}\mathbf{u} - \mathbf{\Pi}) = -\nabla p + \rho\mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (4.4)$$

donde \mathbf{u} es el vector velocidad para la mezcla, y $\mathbf{\Pi}$ representa la contribución de los términos viscosos al tensor densidad de flujo de la cantidad de movimiento. Para el caso de un flujo esencialmente líquido con burbujas en su seno, como se da en la ebullición subenfriada, suele tomarse la expresión correspondiente a flujo incompresible:

$$\Pi_{ik} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (4.5)$$

El efecto de las fracciones en volumen de las dos fases se tiene en cuenta a través de la densidad y la viscosidad:

$$\rho = \alpha_l \rho_l + \alpha_g \rho_g \quad ; \quad \mu = \alpha_l \mu_l + \alpha_g \mu_g \quad (4.6)$$

y a través de la fuerza adicional \mathbf{F} comentada antes, que representa la contribución de la tensión superficial al balance de la cantidad de movimiento. La tensión superficial es evidentemente una fuerza de superficie, por lo que para transformarla en una fuerza volúmica se emplea la formulación de continuidad para fuerzas superficiales desarrollado en [22], según la expresión:

$$\mathbf{F} = \sigma \frac{\alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l}{0.5(\rho_l + \rho_g)} \kappa_g \nabla \alpha_g \quad (4.7)$$

donde κ representa la curvatura de la interfaz entre fases, obtenida como:

$$\kappa_g = -\kappa_l = -\nabla \cdot \frac{\nabla \alpha_g}{|\nabla \alpha_g|}$$

Finalmente, la ecuación de la energía tiene la siguiente expresión:

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u}(\rho e + p)] = \nabla \cdot (k \nabla T) + \Sigma_e \quad (4.8)$$

donde la energía por unidad de masa e viene dada por

$$e = \frac{\alpha_l \rho_l e_l + \alpha_g \rho_g e_g}{\alpha_l \rho_l + \alpha_g \rho_g} \quad (4.9)$$

mientras que la conductividad térmica efectiva del fluido equivalente se calcula, como el resto de magnitudes, según:

$$k = \alpha_l k_l + \alpha_g k_g \quad (4.10)$$

y el término fuente Σ_e da cuenta de la energía asociada al cambio de fase, por lo que es negativo cuando se produce evaporación y positivo cuando se produce condensación.

Este conjunto de ecuaciones se resuelve utilizando un *solver* segregado basados en la presión [23], y haciendo uso de un esquema de alta resolución para la captura de la interfaz (HRIC), basado en un esquema compresivo de captura de interfaz para mallas arbitrarias (CISCAM) [24]. La capa límite se modeló mediante capas hexaédricas cuya anchura se eligió adecuadamente de acuerdo con el tratamiento de pared adoptado. Además, en vista de la baja fracción de vapor esperable en el régimen de ebullición subenfriada, se puede suponer que la fase vapor sigue las fluctuaciones de la fase líquida, y por lo tanto los esfuerzos turbulentos pueden modelarse únicamente para la fase líquida haciendo uso del tratamiento de pared $k - \epsilon$ realizable de dos capas [25] para cualquier y^+ (véase su definición en la ecuación (2.57)).

La evaporación y la condensación del fluido refrigerante se calculan suponiendo que la temperatura de las burbujas de vapor es igual a la temperatura de saturación T_s , y que la temperatura del fluido líquido es muy similar a la temperatura de la mezcla T , por lo que el intercambio de masa entre las fases está controlado por la transferencia de calor, en la forma:

$$\Gamma_{gl} = -\Gamma_{lg} = \frac{C_{HA}(T - T_s)}{h_{lg}} \quad (4.11)$$

donde C_{HA} es el producto del coeficiente de transferencia de calor entre las burbujas y el fluido que las rodea multiplicado por el área interfacial. Este modelo se activa cuando la temperatura de la superficie en contacto con el fluido es más alta que la temperatura de saturación, en las condiciones en que las burbujas empiezan a aparecer.

La evaporación en la frontera del problema definida por la pared está controlada por el flujo de calor en la pared q_w , de modo que la tasa de generación de vapor en masa viene dada por

$$\dot{m}_{ew} = \frac{C_{ew}q_w}{h_{lg}} \quad (4.12)$$

donde C_{ew} representa la fracción del flujo de calor que se invierte en la generación de burbujas.

Como modelo para la estimación de la transferencia de calor debida a la ebullición nucleada, STAR-CCM+ incorpora la correlación de Rohsenow, dada en la ecuación (2.4):

$$q = \mu_l h_{lg} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_g)}{\sigma}} \left[\frac{c_{pl} \Delta T}{C_{qw} h_{lg} \text{Pr}_l^{1.7}} \right]^3$$

Si se aplica esta correlación fuera de su rango de validez (por ejemplo, para el régimen de ebullición en película), los flujos de calor podrían resultar demasiado altos, y la temperatura del fluido cerca de la pared podría llegar a ser más alta que la propia temperatura de la pared. Para evitar esta circunstancia, se aplica en el modelo un factor de corrección al flujo de calor, dado por:

$$\text{máx} \left\{ 0, \text{mín} \left[\frac{T_w - T}{T_w - T_s}, 1 \right] \right\} \quad (4.13)$$

donde T es la temperatura del fluido cerca de la pared. Así, si $T < T_s$ se utiliza directamente la correlación, y si $T > T_w$ el flujo de calor por ebullición es cero. Para temperaturas de fluido entre la temperatura de la pared y la temperatura de saturación, $T_s < T < T_w$, se utiliza sólo una fracción del flujo de calor predicho por la correlación.

Como ya se anticipó en la sección 2.2.3.1, el aspecto más delicado asociado con el uso de la correlación de Rohsenow es la determinación del coeficiente C_{qw} , que da cuenta de la interacción líquido/sólido, y representa propiedades como la rugosidad de la pared así como también su conductividad y absortividad térmicas [25] y las características del proceso de calentamiento [2].

Existen distintas posibilidades para la determinación de C_{qw} . Cuando hay datos experimentales disponibles, como es el caso del presente trabajo, se puede determinar a partir de la propia expresión de Rohsenow, escrita como [26]:

$$c_{pl} \left[\frac{\Delta T}{h_{lg} \text{Pr}_l^{1.7}} \right] = C_{qw} \left[\frac{q_w}{\mu_l h_{lg}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^{1/3} \quad (4.14)$$

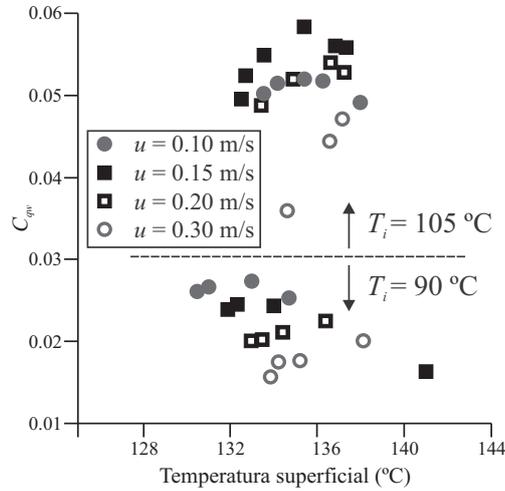


Figura 4.1. Valores de C_{qw} obtenidos de la ecuación (4.14) y las medidas del capítulo 3.

Se tiene así una simple relación lineal, que podría sugerir emplear un ajuste convencional para obtener un valor único de C_{qw} válido para todas las condiciones consideradas. Sin embargo, antes es conveniente explorar el rango de valores que proporciona la ecuación (4.14). A partir de los datos experimentales descritos en el capítulo 3, se obtuvieron los valores que se muestran en la figura 4.1, donde puede observarse que los valores de C_{qw} van aproximadamente desde 0.01 hasta 0.06, lo que supone una variación considerable. Adicionalmente, si bien se aprecia una influencia relativamente clara de la temperatura de entrada T_i , no puede decirse lo mismo de las posibles influencias de la velocidad y de la temperatura de la superficie. En efecto, en estos casos no es posible determinar ninguna tendencia clara, lo que supone un serio inconveniente para la definición de un único valor que permita calibrar el modelo.

En vista de estos resultados, y de que no siempre cabe esperar disponer de datos experimentales tan exhaustivos como los disponibles aquí, se consideraron otras posibles alternativas para la determinación de C_{qw} . Una posibilidad es la propuesta en [27], en que C_{qw} se expresa como función de la rugosidad promedio R_a y de la presión reducida p_r como:

$$C_{qw} = C \{ [a \ln(R_a) - b] p_r - c \ln(R_a) + d \} \quad (4.15)$$

donde a , b , c and d son constantes empíricas obtenidas para distintos fluidos refrigerantes y rugosidades y materiales de la pared. Las combinaciones entre fluido y material de la superficie se tienen en cuenta a través del coeficiente C , que toma valores alrededor de 1, entre 0.8 y 1.3 [27]. Aún cuando los fluidos que se consideraron

son distintos del empleado en este trabajo, se evaluó la posibilidad de aplicar la ecuación (4.15) al caso considerado aquí. Tomando $C = 0.8$ se obtiene $C_{qw} = 0.05$, que queda dentro del intervalo de valores mostrado en la figura 4.1. Esto sugiere que la ecuación (4.15) podría ser una alternativa viable en aquellos casos en que sólo se disponga de una estimación burda de la rugosidad de la superficie, si bien debe tenerse en cuenta que con el tiempo de uso las superficies lisas y rugosas tienden a exhibir el mismo flujo de calor [28].

Otra alternativa es la propuesta por Podowski [29], que tiene la ventaja de que sólo se necesita la presión para determinar C_{qw} :

$$C_{qw} = 0.01 \left[1.058 - 0.0056 \frac{p}{p_{\text{atm}}} + \left(0.0045 \frac{p}{p_{\text{atm}}} \right)^2 - \left(0.0037 \frac{p}{p_{\text{atm}}} \right)^3 \right] \quad (4.16)$$

pero que es válida para ebullición en piscina y siempre que los flujos de calor sean tales que se pueda desprestigiar el efecto de la convección monofásica. Para presiones próximas a la presión atmosférica, se supone que la ecuación (4.16) puede aplicarse para flujos de calor tan bajos como 5 kW m^{-2} o menores. En las condiciones de las medidas realizadas aquí, se obtiene un valor de 0.011 que, aunque está dentro del intervalo de valores de la figura 4.1, no parece representativo de estas condiciones, ya que las variaciones de presión no son tan importantes como para justificar la dispersión observada en C_{qw} .

En consecuencia, se utilizó para cada simulación el valor de C_{qw} correspondiente, entre los mostrados en la figura 4.1, a cada condición particular. De esta manera, se garantizan los mejores resultados del modelado posibles pero, por supuesto, debe tenerse esto en cuenta a la hora de discutir los méritos relativos de los dos métodos computacionales considerados.

4.3.2. Modelo euleriano de dos fluidos

En estos modelos, se considera que cada fase (líquido y vapor) es un fluido diferente, y se introduce el transporte de masa entre fases a los correspondientes términos fuente en las ecuaciones de continuidad. Tomando la fase líquida (fracción en volumen α_l) como fase continua, y la fase vapor (burbujas) como fase dispersa (fracción en volumen α_g), las ecuaciones de continuidad son:

$$\frac{\partial(\rho_l \alpha_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \alpha_l \mathbf{u}_l) = \Gamma_{lg} \quad (4.17)$$

para la fase líquida, y

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \alpha_g \mathbf{u}_g) = \Gamma_{gl} = -\Gamma_{lg} \quad (4.18)$$

para la fase vapor, en que se supone un único valor promedio para el diámetro de las burbujas [30]. El término fuente $\Gamma_{lg} = -\Gamma_{gl}$ representa la tasa de transferencia de masa entre las fases. Obsérvese además que, al contrario que en modelo de fluido equivalente, se atribuyen un campo de velocidades distinto, \mathbf{u}_l o \mathbf{u}_g , a cada fase considerada.

Por su parte, las ecuaciones de la cantidad de movimiento son, para la fase líquida,

$$\frac{\partial(\rho_l \alpha_l \mathbf{u}_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \alpha_l \mathbf{u}_l \mathbf{u}_l - \alpha_l \mathbf{\Pi}_l) = -\alpha_l \nabla p + \rho_l \alpha_l \mathbf{g} + (\Gamma_{lg} \mathbf{u}_g - \Gamma_{gl} \mathbf{u}_l) + \mathbf{M}_{lg} \quad (4.19)$$

y para la fase vapor:

$$\frac{\partial(\rho_g \alpha_g \mathbf{u}_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \alpha_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g - \alpha_g \mathbf{\Pi}_g) = -\alpha_g \nabla p + \rho_g \alpha_g \mathbf{g} + (\Gamma_{gl} \mathbf{u}_l - \Gamma_{lg} \mathbf{u}_g) + \mathbf{M}_{gl} \quad (4.20)$$

donde los términos $\mathbf{\Pi}_l$ y $\mathbf{\Pi}_g$ se calculan de nuevo mediante la ecuación (4.5), empleando para cada fase la velocidad y la viscosidad correspondiente. Para cada fase se considera una viscosidad efectiva dada por la suma de la viscosidad molecular y la viscosidad turbulenta. Por su parte, los términos $\mathbf{M}_{lg} = -\mathbf{M}_{gl}$ representan la fuerza interfacial total entre las fases.

Por último, la expresión de la ecuación de la energía para la fase líquida es:

$$\frac{\partial(\alpha_l \rho_l h_l)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_l h_l) = \nabla \cdot \left[\alpha_l \left(k_l \nabla T_l + \frac{\mu_l^t}{Pr_l^t} \nabla h_l \right) \right] + (\Gamma_{lg} h_g - \Gamma_{gl} h_l) \quad (4.21)$$

y para la fase vapor:

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g h_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \mathbf{u}_g h_g) = \nabla \cdot \left[\alpha_g \left(k_g \nabla T_g + \frac{\mu_g^t}{Pr_g^t} \nabla h_g \right) \right] + (\Gamma_{gl} h_l - \Gamma_{lg} h_g) \quad (4.22)$$

donde μ^t es la viscosidad turbulenta y Pr^t es el número de Prandtl turbulento. Estas magnitudes se obtienen resolviendo el modelo $k - \epsilon$ estándar para ambas fases, lo que además proporciona una cierta descripción del efecto de la turbulencia. Evidentemente, se trata de una aproximación un tanto burda, ya que en principio habría que tomar en cuenta la interacción mutua entre las estructuras del flujo turbulento y las burbujas de vapor. Tal como se halla implementado el modelo, es posible tener en

cuenta la dispersión inducida en las burbujas por los remolinos turbulentos mediante la introducción de una fuerza *ad hoc*, pero no se considera la turbulencia inducida o disipada por las burbujas (véase por ejemplo [31] para un modelo de turbulencia que sí tiene en cuenta dichos efectos).

Para considerar el flujo evaporativo en condiciones de subenfriamiento, falta ahora incorporar al modelo la tasa de transferencia de masa debida a la condensación de burbujas en el seno del líquido subenfriado, que se puede expresar, en forma similar a la ecuación (4.11) como:

$$\Gamma_{lg} = \frac{C_{HA}(T_s - T_l)}{h_{lg}} \quad (4.23)$$

donde el coeficiente de transferencia de calor incluido en C_{HA} se obtiene a partir del número de Nusselt dado por la correlación propuesta por Ranz y Marshall [32]:

$$\text{Nu} = 2 + 0.6\text{Re}_d^{0.5}\text{Pr}_l^{0.3} \quad (4.24)$$

así como la tasa de generación de vapor en la pared, que puede modelarse considerando la masa total de las burbujas que se desprenden de la superficie calentada, como:

$$\Gamma_{gl} = \frac{q_e}{h_{lg} + c_{pl}T_{se}} \quad (4.25)$$

donde q_e es la transferencia de calor debida a la evaporación y T_{se} es la temperatura de subenfriamiento.

A la vista de las ecuaciones anteriores, es necesario complementarlas con expresiones adecuadas para las fuerzas interfaciales y para el flujo de calor en la pared debido a la evaporación, aspectos que se tratan en los siguientes apartados.

4.3.2.1. Fuerzas interfaciales

De forma similar a los modelos mecanicistas como el desarrollado en el apartado 2.4.1, dependiendo de la aplicación considerada es preciso considerar unas u otras fuerzas interfaciales en las ecuaciones de la cantidad de movimiento. En la implementación disponible en STAR-CCM+ dicho término viene expresado como la suma de varias contribuciones: una fuerza de arrastre estacionaria (componente media) y una fuerza de arrastre no estacionaria (componente fluctuante), que es la fuerza de dispersión turbulenta a que se ha hecho referencia antes, además de la fuerza de empuje y la fuerza asociada con la “masa virtual” de la burbuja, esto es, con la capa de líquido que arrastra la burbuja en su movimiento.

La componente media \mathbf{F}_{sd} de la fuerza de arrastre viene dada por:

$$\mathbf{F}_{sd} = \frac{3}{4} \frac{\alpha_g \rho_l C_{sd}}{d} \alpha_g^n |\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l| (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l) \equiv A_D \mathbf{u}_r \quad (4.26)$$

donde C_{sd} es el coeficiente de arrastre, $\mathbf{u}_r = \mathbf{u}_g - \mathbf{u}_l$ es la velocidad relativa entre las dos fases y d es el diámetro de las burbujas. El exponente $n = 4$ se usa para modelar los efectos de una alta concentración de burbujas [33].

Por su parte, la componente fluctuante de la fuerza de arrastre da cuenta, como se comentó antes, del arrastre adicional debido a la interacción entre las burbujas (fase dispersa) y las estructuras turbulentas que las rodean. Esta fuerza de dispersión turbulenta se representa como:

$$\mathbf{F}_{ud} = -A_D \frac{\nu_l^t}{\alpha_g \alpha_l \text{Pr}_l^t} \nabla \alpha_g \quad (4.27)$$

donde ν_l^t es la viscosidad cinemática turbulenta de la fase continua, y tomándose $\text{Pr}_l^t = 1$ [33]. El coeficiente de arrastre se calcula según el modelo de Wang [34], que tiene en cuenta la deformación de la burbuja y cuya expresión es:

$$C_{sd} = \exp [a + b \ln \text{Re}_b + c (\ln \text{Re}_b)^2] \quad (4.28)$$

donde Re_b es el número de Reynolds referido al diámetro de la burbuja, tal como se definió en la ecuación (2.55), y a , B y c son constantes empíricas que dependen del intervalo de Re_b considerado, tal como se muestra en la tabla 4.1. Sin embargo, este modelo tiene el inconveniente de que el coeficiente de arrastre no es una función continua de Re_b , lo que supone un inconveniente cuando los diámetros de las burbujas pueden ser muy variados, ya que ello impide que se alcancen residuales aceptables con los factores de relajación habituales. Por ello, en STAR-CCM+ se emplea una variante del modelo, en que la transición entre los dos primeros regímenes se toma en $\text{Re}_b = 2.197115$ en vez de a $\text{Re}_b = 1$ como se indica en la tabla 4.1, y para $\text{Re}_b \geq 450$ se toma, en vez de los dos últimos intervalos de la tabla, la siguiente expresión:

$$C_{sd} = \frac{8}{3} \frac{\text{Eo}}{\text{Eo} + 4} \quad (4.29)$$

donde el número de Eötvös Eo se define como:

$$\text{Eo} = \frac{(\rho_l - \rho_g) g d^2}{\sigma} \quad (4.30)$$

Tabla 4.1. Constantes para el cálculo del coeficiente de arrastre.

Re_b	a	b	c
$Re_b \leq 1$	$\ln 24$	-1	0
$1 \leq Re_b \leq 450$	2.69946	-0.3358196	-0.071135617
$450 \leq Re_b \leq 4000$	-51.77171	13.1670725	-0.8235592
$Re_b \geq 4000$	$\ln(8/3)$	0	0

Por su parte, la fuerza de empuje \mathbf{F}_{sl} se puede expresar en términos de la velocidad relativa entre fases y la vorticidad de la fase líquida como [30]:

$$\mathbf{F}_{sl} = C_L \alpha_g \rho_l \mathbf{u}_r \times (\nabla \times \mathbf{u}_l) \quad (4.31)$$

donde se toma para el coeficiente de empuje $C_L = -0.03$.

Finalmente, la fuerza asociada a la masa virtual se modela teniendo en cuenta la aceleración relativa entre las fases líquida y vapor, según:

$$\mathbf{F}_{mv} = C_{mv} \alpha_g \rho_l \left[\left(\frac{\partial \mathbf{u}_l}{\partial t} + \mathbf{u}_l \cdot \nabla \mathbf{u}_l \right) - \left(\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + \mathbf{u}_g \cdot \nabla \mathbf{u}_g \right) \right] \quad (4.32)$$

tomándose para el coeficiente de masa virtual el valor $C_{mv} = 0.5$.

4.3.2.2. Modelo de evaporación en la pared

La correcta definición del reparto del flujo de calor en la pared para su uso en un modelo de dos fluidos es un aspecto determinante de la eventual calidad de los resultados obtenidos y es aún objeto de investigación [35]. El modelo de reparto de flujo utilizado por STAR-CCM+ para determinar la tasa de generación de vapor viene dado por la siguiente expresión:

$$q_w = q_l + q_Q + q_e \quad (4.33)$$

Aquí, q_w es el flujo total de calor en la pared, q_l representa la convección monofásica, q_Q es el flujo de calor de *quenching* dentro del área de influencia A_e de las burbujas, y q_e es el flujo de calor asociado a la evaporación.

La convección pura (es decir, fuera de la zona cubierta por sitios de nucleación) está representada por:

$$q_l = h_c A_c (T_w - T_l) \quad (4.34)$$

donde el coeficiente de transferencia de calor h_c se obtiene a partir del modelo de función de pared empleado, y el factor de área A_c se obtiene como

$$A_c = 1 - A_e \quad (4.35)$$

donde el área A_e de influencia de las burbujas se toma como proporcional a la sección transversal máxima de una sola burbuja en su desprendimiento y a la densidad en número N de sitios de nucleación activos, según:

$$A_e = F_A \frac{\pi d_d^2}{4} N \quad (4.36)$$

donde $F_A = 2$ es una constante empírica, y el diámetro de desprendimiento de las burbujas d_d se calcula, tal como se propone en la referencia [36], como:

$$d_d = d_0 \exp\left(-\frac{\Delta T_{se}}{\Delta T_0}\right) \quad (4.37)$$

donde $d_0 = 0.6$ mm y $\Delta T_0 = 45$ K son constantes del modelo, y $\Delta T_{se} = T_s - T_l$ es el subenfriamiento del líquido.

La densidad de sitios de nucleación N se estima tal como proponen Lemmert y Chawla [37]:

$$N = [m (T_w - T_s)]^n \quad (4.38)$$

donde m y n son constantes empíricas con valores $m = 185$ y $n = 1.805$, y T_w y T_s son, como siempre, las temperaturas de pared y de saturación del líquido, respectivamente, de modo que la densidad de sitios de nucleación resulta proporcional a la potencia n -ésima del sobrecalentamiento en la pared. En este modelo, se asume un ángulo de contacto de la burbuja de 46° , que es consistente con el valor proporcionado por el modelo de evolución y desprendimiento de burbujas descrito en el apartado 2.4.1.

El flujo de calor de *quenching* es el empleado para calentar el líquido que ocupa el espacio previamente ocupado por una burbuja antes de su desprendimiento. Se modela siguiendo a Del Valle y Kenning [38], quienes consideraron una analogía con la conducción de calor transitoria en un medio semi-infinito:

$$q_Q = h_q A_e (T_w - T_l) \quad (4.39)$$

calculándose el coeficiente de transferencia de calor h_q como:

$$h_q = 2f \sqrt{\frac{t_b \rho_l c_p k_l}{\pi}} \quad (4.40)$$

En la ecuación (4.40), f es la frecuencia de desprendimiento de las burbujas y t_b es el tiempo que transcurre entre el desprendimiento de una burbuja y la activación de la siguiente. Ambas magnitudes están relacionadas por:

$$t_b = 0.8f^{-1} \quad (4.41)$$

calculándose la frecuencia de desprendimiento f , según Cole [39], a partir de

$$f^2 = \frac{4}{3}g \frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l d_d} \quad (4.42)$$

Finalmente, el flujo de calor asociado con la evaporación viene dado por [39]:

$$q_e = \frac{\pi d_d^2}{6} \rho_g h_{fg} f N \quad (4.43)$$

A partir de las expresiones de todos los modelos descritos, resulta claro que el mejor candidato a parámetro ajustable para la calibración del modelo, es decir, el equivalente en este caso al coeficiente C_{qw} empleado en el modelo de fluido equivalente, es ahora la densidad de sitios de nucleación N que, bien directamente o a través del área de influencia de las burbujas A_e , aparece en las expresiones de los tres flujos de calor considerados. La elección es también razonable si se tiene en cuenta que, en definitiva, es del número de sitios de nucleación activos de lo que va a depender la cantidad de vapor generada y en consecuencia la transferencia de calor evaporativa.

Esta constante fue de nuevo estimada por comparación con los resultados experimentales mostrados en el capítulo 3 pero, al contrario de lo que sucedía con el parámetro C_{qw} del modelo de fluido equivalente, en este caso se halló que la única variable que parece tener una influencia significativa sobre N es la velocidad del flujo. Los valores empleados se muestran en la tabla 4.2 para las cuatro velocidades consideradas, observándose que el número de sitios activos de nucleación disminuye con la velocidad, lo que es totalmente razonable. Estos valores resultan tener además un orden de magnitud consistente con la densidad de sitios de nucleación estimada en el apartado 3.6.3 para la misma superficie de calentador a partir de su imagen topográfica.

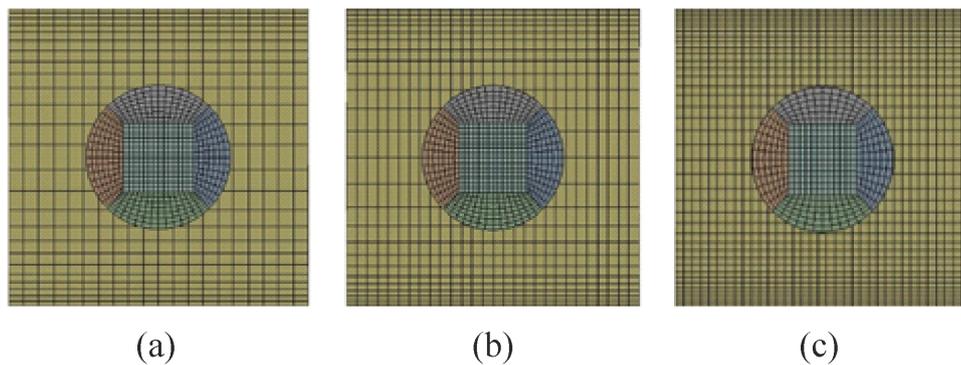
De hecho, puede interpretarse que es éste el hecho del que da cuenta la introducción del factor de supresión en las correlaciones para evaporación en flujo; además, la tendencia que muestran los datos de la tabla 4.2 coincide cualitativamente con la indicada por las expresiones habituales del factor de supresión, es decir, una evolución más plana para velocidades bajas con una tendencia más acusada a disminuir conforme aumenta la velocidad. Estos resultados sugieren, pues, que el modelo de dos fluidos proporciona una aproximación al problema menos dependiente de la disponibilidad de datos experimentales para la calibración del modelo de transferencia de calor.

Tabla 4.2. *Parámetro de ajuste.*

u (m/s)	N
0.10	4000
0.15	4000
0.20	3060
0.30	2800

Tabla 4.3. *Características de las mallas empleadas.*

Malla	Elementos	Relación de aspecto
a	168984	2.96
b	283,864	2.94
c	651600	2.6

**Figura 4.2.** *Mallas consideradas.*

4.4. Resultados de la simulación

4.4.1. Malla y condiciones de contorno

Se utilizó una malla estructurada con celdas hexaédricas, ya que parecían ser las más convenientes para una descripción adecuada de la transferencia de calor en la pared y de los gradientes de temperatura en la geometría simple considerada en el contexto del problema no lineal en estudio [40]. Se emplearon diferentes densidades de malla (véase la figura 4.2 y la tabla 4.3) con el fin de comprobar la independencia de los resultados con respecto a la malla utilizada.

Se encontró que la diferencia entre el uso de la malla (b) y la malla (c) era sólo de aproximadamente el 0.75 % en los resultados de flujo de calor, y esto en el caso

más crítico de baja velocidad (0.1 m/s), temperatura de pared de 141 °C y la máxima calidad de vapor del 9 %. En consecuencia, se escogió la malla (b) como aquella que proporciona el mejor compromiso entre el tiempo de cálculo y la precisión de los resultados.

Respecto de las condiciones de contorno, se utilizó una condición de temperatura constante en la superficie del calentador, mientras que para el resto de las paredes del conducto se asumió una condición adiabática.

4.4.2. Flujos de calor

Con el fin de disponer de un cálculo de referencia para la comparación, primero se utilizó el modelo de fluido equivalente descrito en el apartado 4.3.1. Para cada flujo de calor y condiciones de flujo, se utilizaron los valores de la constante de calibración C_{qw} mostradas en la figura 4.1, por lo que los resultados obtenidos deben ser, en principio, los mejores alcanzables con tal modelo. Además, se tomó $m = 0$ en el exponente del número de Prandtl (el sugerido para el agua) y los valores por defecto de los coeficientes C_{HA} (5×10^6) y C_{ew} (0.04).

Los resultados se muestran en la figura 4.3, para las dos temperaturas de entrada (90 °C y 105 °C) y las cuatro velocidades de entrada (0,1, 0,15, 0,2 y 0,3 m / s), consideradas en las medidas mostradas en el capítulo 3, y que son representativas de las condiciones de temperatura y velocidad que se pueden dar en diferentes partes de las galerías de refrigeración de un motor. Aparte de los resultados experimentales y computacionales, también se ha representado la correlación modificada obtenida en el apartado 3.5.4, para disponer de un criterio de comprobación adicional.

Se observa que, en general, los resultados de la simulación muestran un mejor acuerdo con las medidas para los flujos de calor más altos, correspondientes a la temperatura de entrada del fluido más baja para todas las velocidades consideradas.

También se desprende de los resultados que el acuerdo mejora cuanto mayor es la velocidad de flujo. Esto se podía esperar, ya que el efecto de supresión del flujo es mayor cuanto mayor es la velocidad [41], y por lo tanto, el peso de la contribución de la ebullición al flujo de calor total es menor, de modo que cualquier desviación en la descripción de la ebullición misma debe ser menos aparente. Este efecto resulta particularmente claro en el caso de la velocidad más baja considerada y para una temperatura de entrada de 105 °C, en que se observan desviaciones significativas entre el cálculo y la medida. Aún así, en general puede observarse que los resultados computacionales reproducen los datos experimentales con un error máximo del 7 %, que es del mismo orden que el obtenido en otros trabajos recientes que hacen uso de un modelo de fluido equivalente [16, 42], y que representa sólo un 2 % más de desviación que la obtenida con la correlación desarrollada en el apartado 3.5.4.

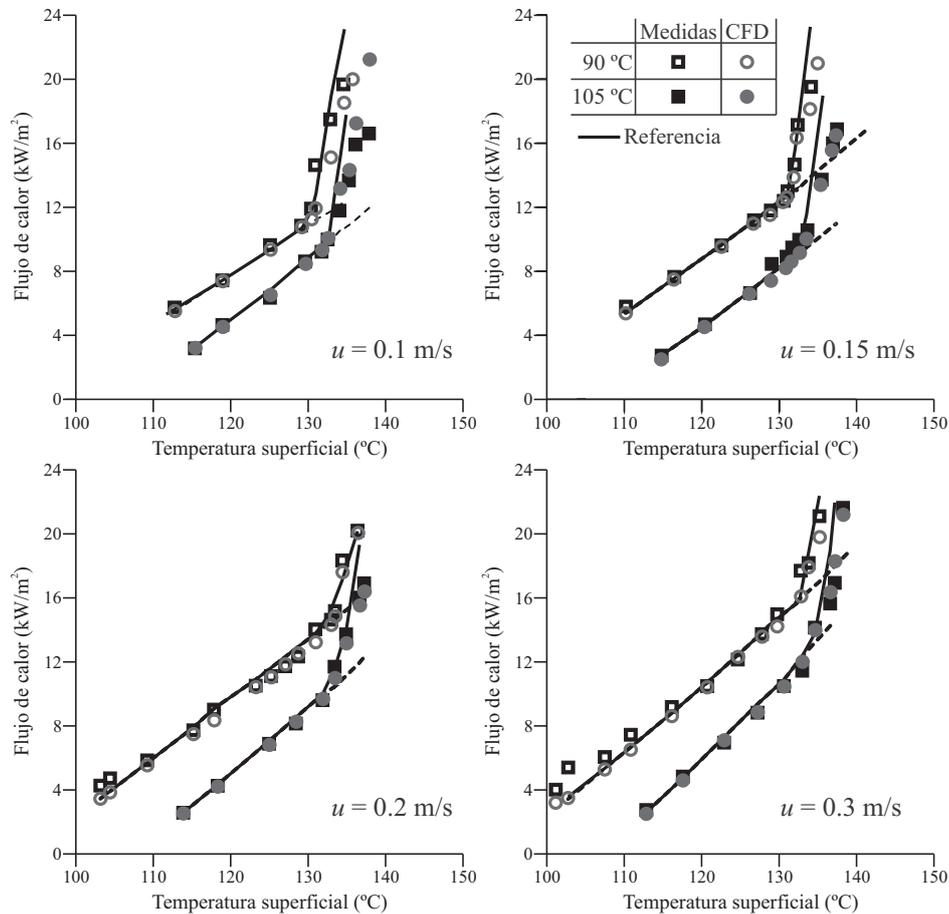


Figura 4.3. Comparación entre las medidas, el modelo de referencia y las simulaciones con modelo de fluido equivalente.

En el caso del modelo de dos fluidos fue posible, como se ha mencionado en la sección 4.3.2.2, considerar un valor único para cada velocidad de la densidad de sitios activos de nucleación N , que afecta al área de influencia de la burbuja y a los flujos de calor. Los resultados correspondientes se muestran en la figura 4.4, de nuevo junto con la correlación de referencia.

Se puede observar que, como en el caso anterior, los resultados son mejores para la temperatura de entrada del fluido más baja, y que el acuerdo mejora a medida que la velocidad de entrada del flujo aumenta. Sin embargo, se puede observar una mejora significativa en los resultados a bajas velocidades, lo que indica que la representación de la contribución de la ebullición es más exacta que la proporcionada por el modelo de un sólo fluido equivalente, aun cuando en ese caso el parámetro de calibración fue

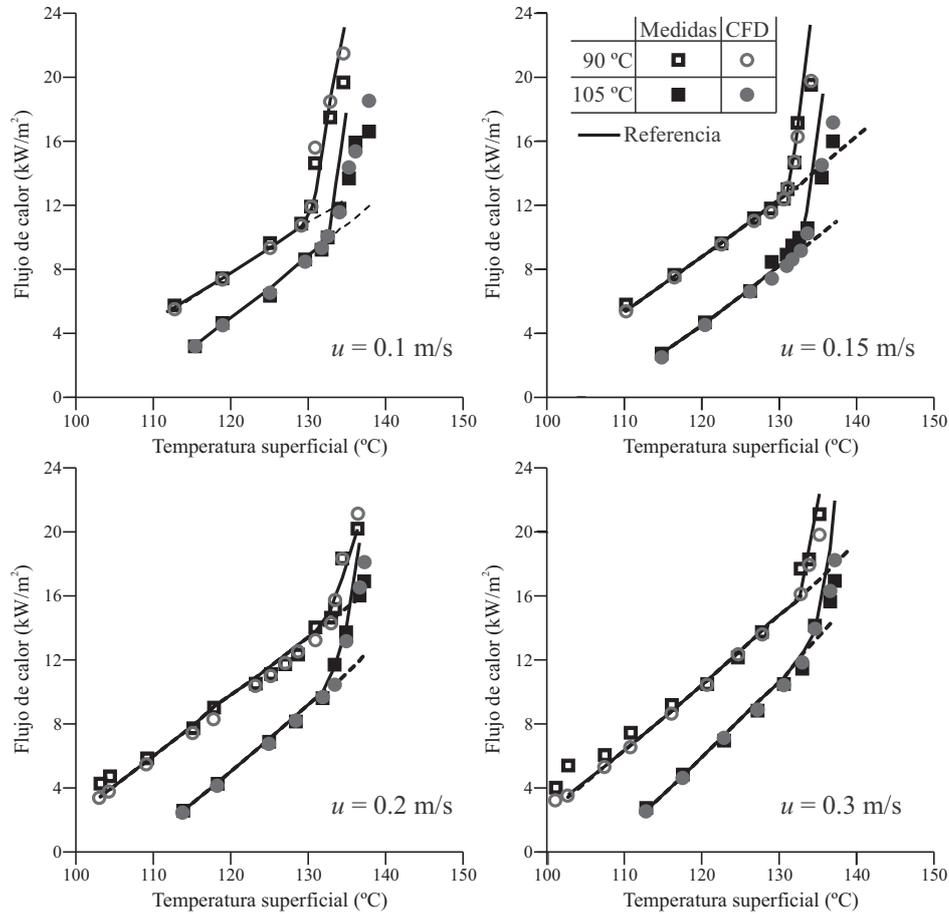


Figura 4.4. Comparación entre las medidas, el modelo de referencia y las simulaciones con modelo de dos fluidos.

ajustado para cada condición de operación considerada. De hecho, la estimación de flujo de calor con el modelo de dos fluidos presenta un error máximo del 5% con respecto a los datos experimentales, es decir, del mismo orden de magnitud que la correlación ajustada en el apartado 3.5.4.

Estos resultados sugieren que el método de dos fluidos considerado proporciona una descripción más completa del problema. Además, el número de iteraciones necesarias para la convergencia del cálculo de los flujos de masa y la temperatura del fluido es aproximadamente la mitad que el requerido por el método VoF. Estos aspectos, junto con el hecho de que se puede obtener una calibración robusta del modelo, pueden ser especialmente relevantes cuando se considera la posible extensión del uso de los modelos de dos fluidos a geometrías realistas de galerías de refrigeración. No

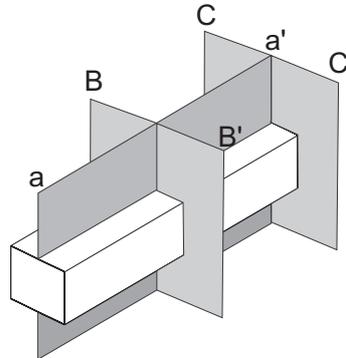


Figura 4.5. Secciones para representación de distribuciones de temperatura.

debe olvidarse, sin embargo, que la validez de este enfoque depende en gran medida del hecho de que la fracción de vapor sea inferior al 1 % [24], por lo que debe tenerse especial cuidado en garantizar que sólo se produce ebullición en condiciones de flujo subenfriado.

En consecuencia, podría plantearse una metodología de cálculo que hiciera uso de ambas aproximaciones computacionales en etapas distintas: en una primera etapa, se emplearía un modelo de fluido equivalente para un primer diseño del sistema de refrigeración que mantuviera bajo control los efectos negativos de la ebullición y permitiera maximizar sus beneficios, manteniendo en todo momento las condiciones de flujo subenfriado, mientras que en una segunda etapa se utilizaría un modelo de dos fluidos para refinar el diseño y obtener una mejor estimación de los flujos reales y su distribución espacial y temporal.

4.4.3. Campo de temperaturas

Con el fin de disponer de criterios adicionales para evaluar la calidad de las soluciones obtenidas, se analizaron también las distribuciones de temperatura calculadas y su evolución con la velocidad del fluido. Dicho análisis se centró en los puntos más críticos de entre los simulados, que se corresponden con los de máxima temperatura en la pared del calentador. Para ello se representó el campo de temperatura en las distintas secciones mostradas en la figura 4.5: el corte longitudinal a-a' y dos secciones transversales, B-B' y C-C', a la zona de calentamiento.

Los resultados obtenidos con el modelo de fluido equivalente para la distribución de temperatura en la sección a-a' se muestran en las figuras 4.6 y 4.7 para las temperaturas de entrada de 90 °C y 105 °C, respectivamente. Puede apreciarse que, en general, el efecto del calentamiento se limita a una capa muy estrecha sobre el calen-

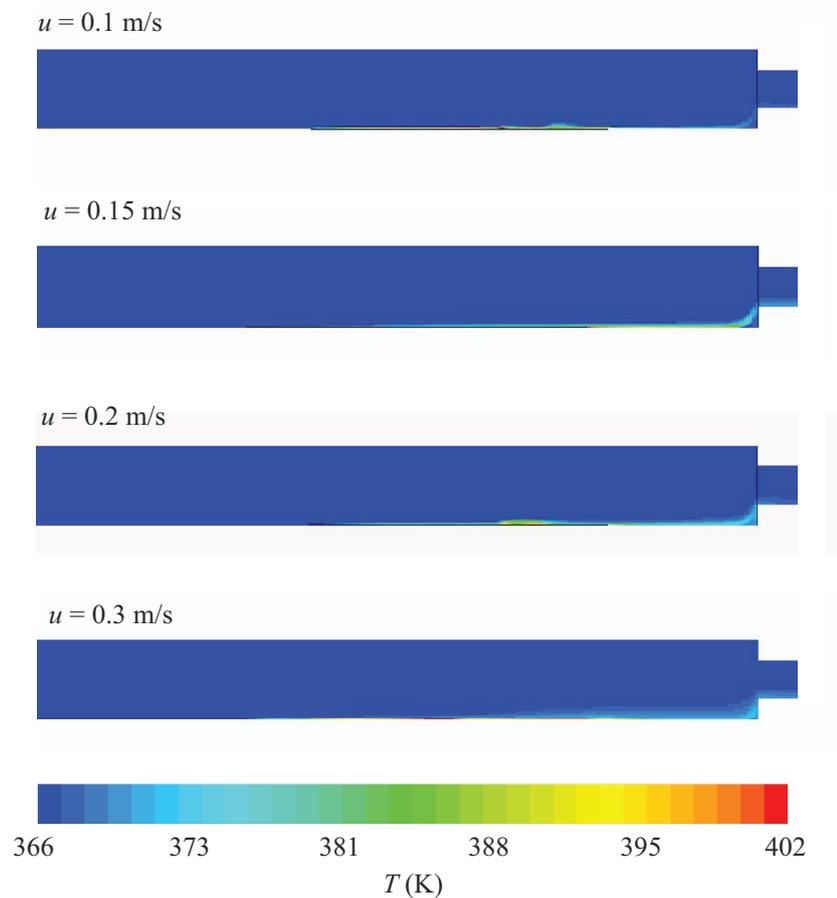


Figura 4.6. Distribución de temperatura en la sección a-a' calculada con modelo de fluido equivalente: temperatura de entrada 90 °C.

tador, que es un tanto más visible para la temperatura de entrada de 105°C, es decir, cuando el salto inicial de temperatura es menor.

Para las dos temperaturas es posible apreciar también, para las velocidades más bajas, el efecto de arrastre producido por el incremento de la velocidad, mientras que para 0.3 m/s se observa un cambio en la tendencia. Dicho cambio puede atribuirse al incremento en la velocidad que experimenta la contribución puramente convectiva a la transferencia de calor, que puede empezar a compensar el efecto de "supresión" del flujo que parece dominar a baja velocidad.

Los resultados obtenidos con el modelo de dos fluidos para la distribución de temperatura en la sección a-a' para las temperaturas de entrada de 90°C y 105 ° se muestran, respectivamente, en las figuras 4.8 y 4.9. En este caso, parece claro que el

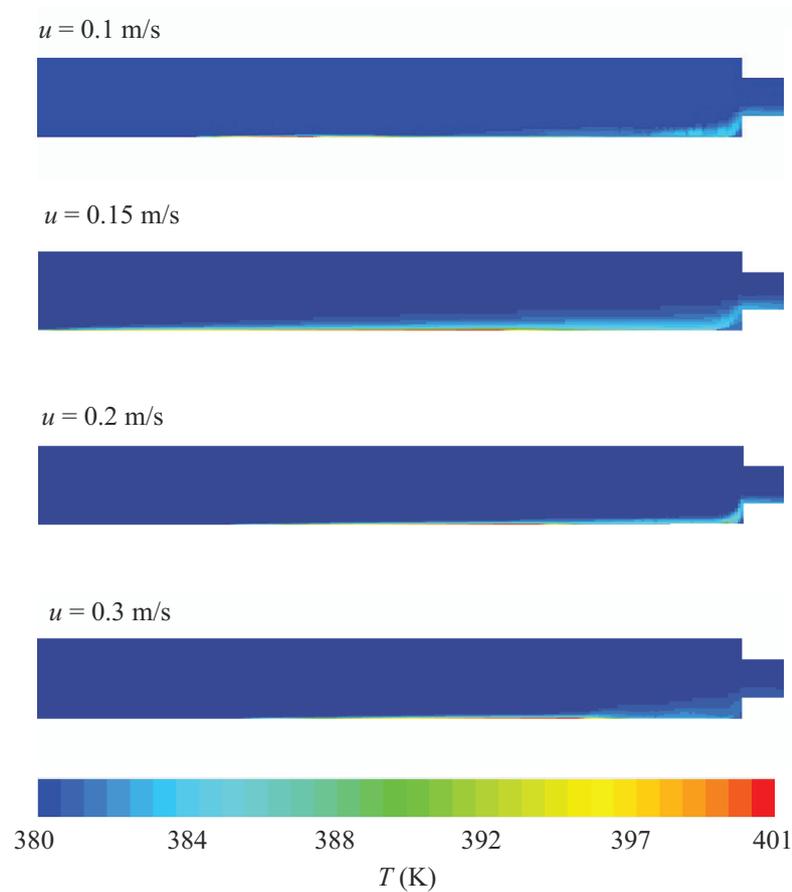


Figura 4.7. Distribución de temperatura en la sección a-a' calculada con modelo de fluido equivalente: temperatura de entrada $105\text{ }^{\circ}\text{C}$.

modelo es más sensible al efecto de la transferencia de calor. En efecto, se aprecia que a muy baja velocidad el efecto del calentador sobre el campo de temperaturas se manifiesta en un incremento progresivo de la temperatura a lo largo de la superficie del calentador, que determina un perfil de temperatura aproximadamente autosimilar.

También es ahora más evidente, por comparación con el modelo de fluido equivalente, el efecto de supresión inducido por el flujo para las velocidades más bajas, observándose cómo, al crecer la velocidad, la capa de fluido en que se aprecia la influencia del calentador se hace progresivamente más estrecha y la variación en dirección longitudinal se hace más acusada, hasta que se alcanza un valor tal de velocidad que se aprecia de nuevo, como en el caso del modelo de fluido equivalente, un cambio en el régimen de transferencia de calor.

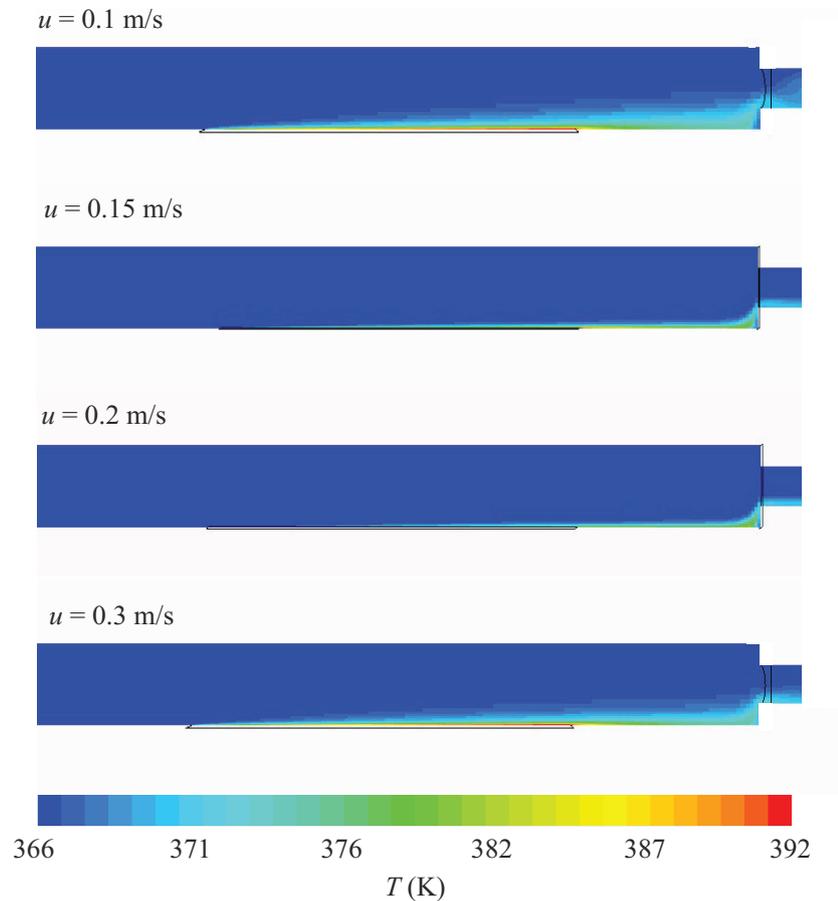


Figura 4.8. Distribución de temperatura en la sección a-a' calculada con modelo de dos fluidos: temperatura de entrada 90°C .

Estos resultados indican que, aparte de proporcionar valores ligeramente más ajustados para los flujos de calor, el modelo de dos fluidos proporciona una mejor representación del proceso por el que la condensación de las burbujas en el fluido subenfriado determina el incremento de temperatura de dicho fluido. De hecho, como criterio para la evaluación de este comportamiento, puede considerarse la temperatura media del fluido medida aguas abajo de la contracción de sección situada a la salida del conducto de medida. Se comprobó que dicha temperatura resulta sistemáticamente subestimada por el modelo de fluido equivalente, mientras que el modelo de dos fluidos proporciona una mejor aproximación al valor experimental.

Por su parte, las distribuciones de temperatura en las secciones transversales al flujo pueden dar una idea más completa de la naturaleza de los cálculos, sobre todo

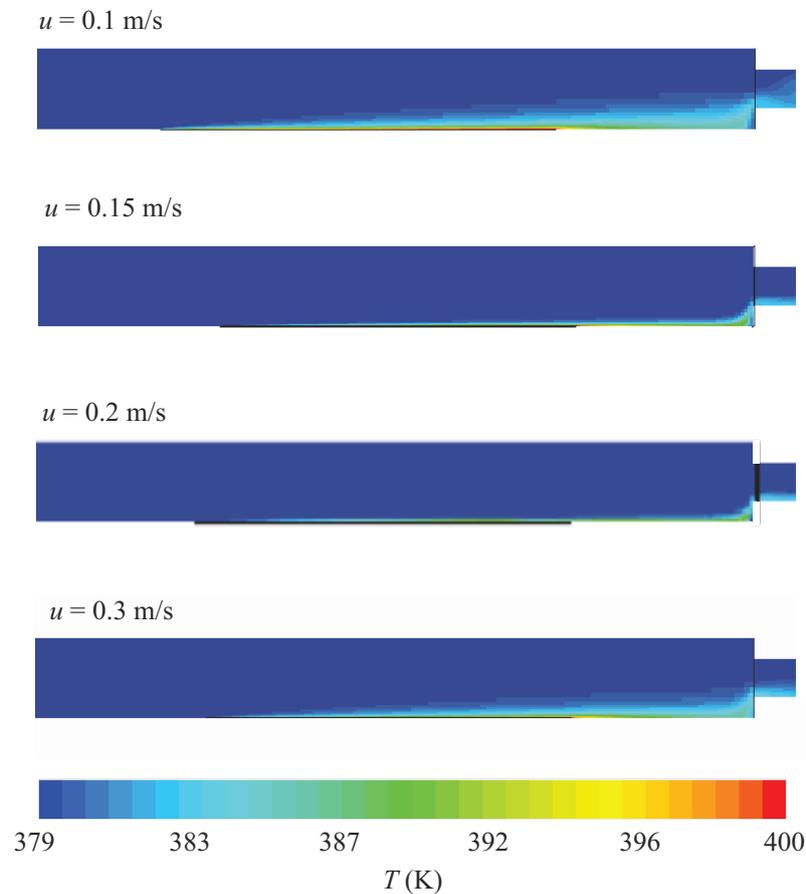


Figura 4.9. Distribución de temperatura en la sección a-a' calculada con modelo de dos fluidos: temperatura de entrada $105\text{ }^{\circ}\text{C}$.

en lo que se refiere a los efectos locales de los modelos de turbulencia empleados. En lo que sigue se discuten los resultados para las secciones B-B' (figura 4.10) y C-C' (figura 4.11) en el caso más extremo en que la temperatura de entrada es de $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ y la temperatura de la superficie del calentador es la máxima alcanzada.

En la figura 4.10 se muestra la comparación entre los resultados arrojados por el método de fluido equivalente y el método de dos fluidos para la sección B-B', para tres velocidades del flujo (0.1 m/s , 0.2 m/s y 0.3 m/s). Como puede apreciarse, las diferencias entre ambos métodos son aquí más evidentes que las manifestadas en los resultados mostrados en las figuras 4.6 a 4.9 para la sección longitudinal a-a'.

Si bien ambos métodos proporcionan distribuciones de temperatura sensiblemente simétricas, los perfiles predichos por el método de dos fluidos resultan intuitiva-

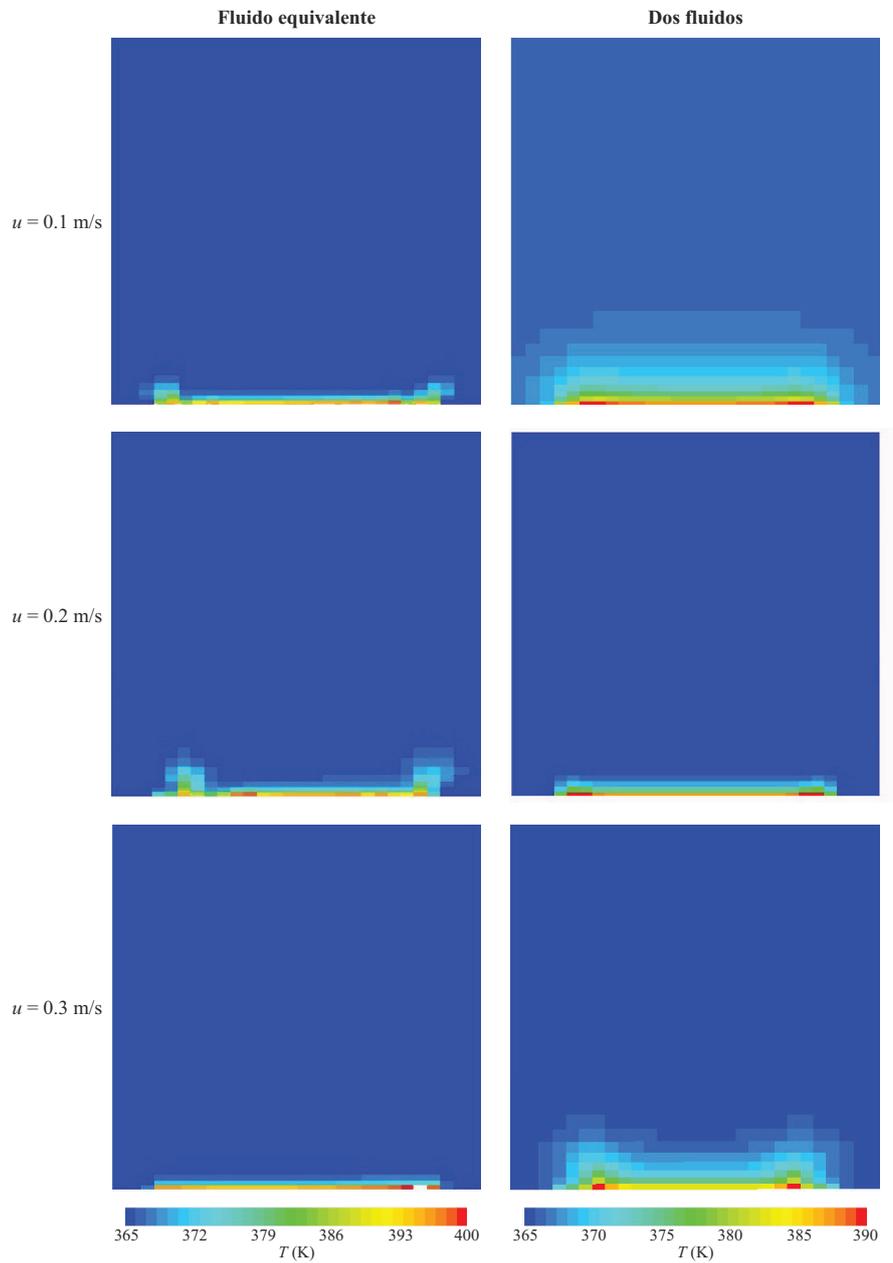


Figura 4.10. Comparación de la distribución de temperatura en la sección B-B' calculada con los dos modelos: temperatura de entrada 90 °C.

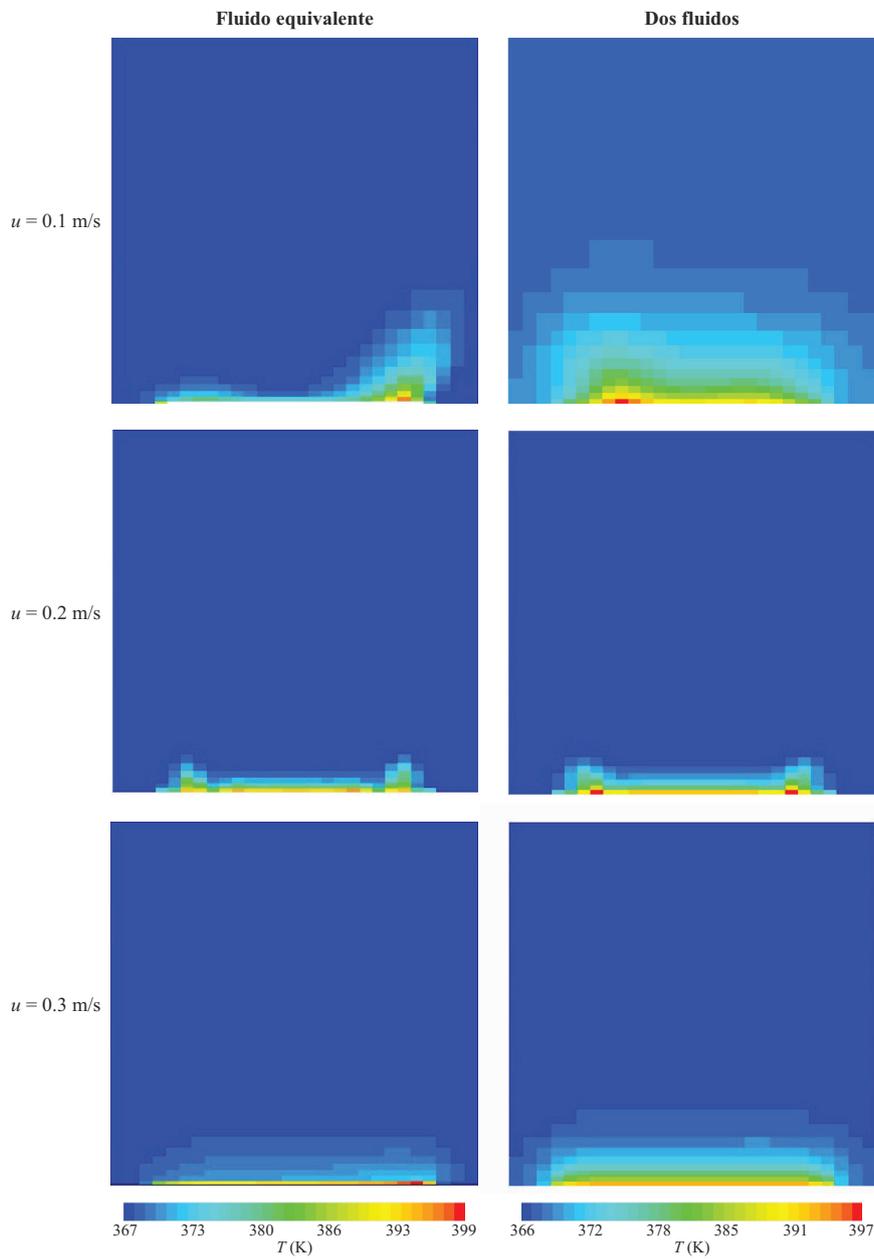


Figura 4.11. Comparación de la distribución de temperatura en la sección C-C' calculada con los dos modelos: temperatura de entrada 90 °C.

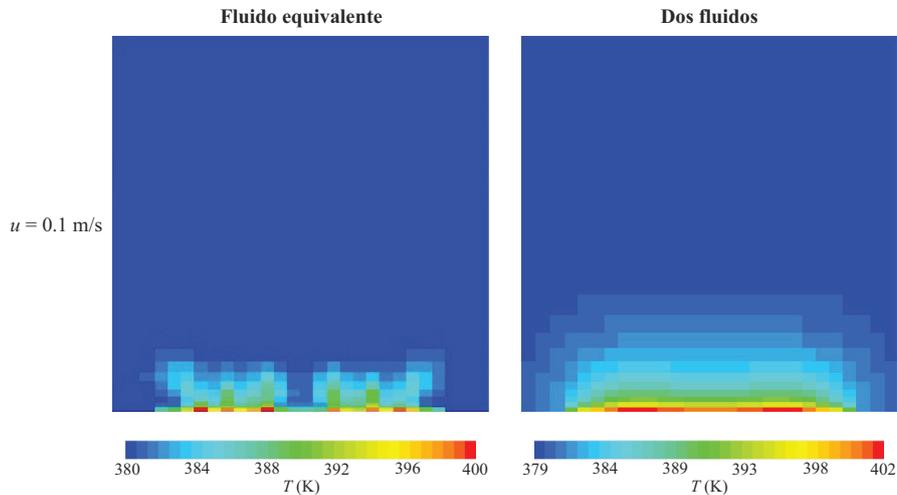


Figura 4.12. Comparación de la distribución de temperatura en la sección C-C' calculada con los dos modelos: temperatura de entrada 105 °C.

mente más verosímiles, tanto desde el punto de vista de la forma del perfil como desde el punto de vista de la influencia de la velocidad del flujo. En particular, el modelo de fluido equivalente predice una distribución muy concentrada en los bordes de la placa del calentador, y el efecto de supresión debido al incremento de velocidad no se muestra de forma totalmente conclusiva.

Los resultados para la sección C-C' de salida del calentador, mostrados en la figura 4.11, indican un comportamiento más similar de ambos modelos, sobre todo para las velocidades de 0.2 m/s y 0.3 m/s, en que tanto los valores de temperatura como su distribución son muy parecidos, si bien los resultados del modelo de dos fluidos presentan un grado mayor de simetría. Son de destacar, sin embargo, las diferencias observadas a la velocidad más baja de 0.1 m/s: en este caso, ambos modelos producen resultados con una cierta asimetría, pero ésta es mucho más acusada para el modelo del fluido equivalente, lo que sólo cabe achacar al distinto tratamiento de la turbulencia que se emplea en ambos modelos, siendo más estable la formulación empleada en el modelo de dos fluidos en que se considera explícitamente la influencia de las dos fases presentes. Además, sigue siendo aparente la tendencia del método del fluido equivalente a concentrar los efectos en los bordes de la placa de calentamiento.

A modo de comprobación, en la figura 4.12 se muestra la comparación correspondiente para la velocidad de 0.1 m/s y una temperatura de entrada del fluido de 105 °C. Como puede observarse, la distribución de temperatura predicha por el método de dos fluidos es más consistente, obteniéndose un perfil similar al mostrado en la figura 4.11 para esta velocidad. Por el contrario, el modelo del fluido equivalente arroja

unos resultados que, si bien poseen una simetría mayor que los obtenidos para una temperatura de entrada de 90 °C, presentan en forma aún más acusada la tendencia a concentrar el fenómeno hacia los bordes de la placa.

En definitiva, cabe resumir los resultados obtenidos afirmando que ambos modelos pueden ser una alternativa viable para el cálculo del flujo de calor (si bien no debe olvidarse que la calibración del modelo de fluido equivalente es más problemática), mientras que, desde el punto de vista de la descripción del campo de flujo y de temperatura resultante, el modelo de dos fluidos ofrece resultados más creíbles (siempre teniendo en cuenta su aplicabilidad únicamente a condiciones de evaporación subenfriada). Estas consideraciones apoyarían la sugerencia indicada al final de la sección 4.4.2 sobre el carácter complementario de ambos modelos y la posibilidad de emplear ambos en el marco de una metodología de diseño y evaluación de galerías de refrigeración.

Bibliografía

- [1] DONG, F., FAN, Q., CAI, Y., JIANG, S., GUO, C., NORIHIKO, W., LEE, W. T. Numerical simulation of boiling heat transfer in water jacket of di engine. *SAE Paper 2010-01-0262*, 2010.
- [2] LI, Z., HUANG, R. H., WANG, Z. W. Subcooled boiling heat transfer modelling for internal combustion engine applications. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **226**(3): 301–311, 2012.
- [3] DHIR, V. K., WARRIER, G. R., AKTINOL, E. Numerical simulation of pool boiling: A review. *Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME* **135**(6): 061502, 2013.
- [4] LE MARTELOT, S., SAUREL, R., NKONGA, B. Towards the direct numerical simulation of nucleate boiling flows. *International Journal of Multiphase Flow* **66**: 62–78, 2014.
- [5] GONG, S., CHENG, P. A lattice boltzmann method for simulation of liquid-vapor phase-change heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **55**(17-18): 4923–4927, 2012.
- [6] DONG, Z., LI, W., SONG, Y. A numerical investigation of bubble growth on and departure from a superheated wall by lattice boltzmann method. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53**(21-22): 4908–4916, 2010.
- [7] SUN, T., LI, W., YANG, S. Numerical simulation of bubble growth and departure during flow boiling period by lattice boltzmann method. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **44**: 120–129, 2013.
- [8] KRAUSE, F., SCHÜTTENBERG, S., FRITSCHING, U. Modelling and simulation of flow boiling heat transfer. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* **20**(3): 312–331, 2010.

- [9] PODOWSKI, M. Z. Multidimensional modeling of two-phase flow and heat transfer. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* **18**(3-4): 491–513, 2008.
- [10] HO, M. K. M., YEOH, G. H., TU, J. Y. Population balance models for subcooled boiling flows. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow* **18**(2): 160–172, 2008.
- [11] HAWLEY, J. G., WILSON, M., CAMPBELL, N. A. F., HAMMOND, G. P., LEATHARD, M. J. Predicting boiling heat transfer using computational fluid dynamics. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **218**(5): 509–520, 2004.
- [12] BO, T. CFD homogeneous mixing flow modelling to simulate subcooled nucleate boiling flow. *SAE Paper 2004-01-1512*, 2004.
- [13] ROHSENOW, W. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. *Transactions of the ASME* **74**: 969–976, 1952.
- [14] FONTANESI, S., CICALESE, G., FATONI, G., ROSSO, M. Investigation of the thermo-mechanical behavior of a high performance bike engine. *SAE Paper 2011-32-0525*, 2011.
- [15] ROBINSON, K., HAWLEY, J. G., CAMPBELL, N. A. F. Experimental and modeling aspects of flow boiling heat transfer for application to internal combustion engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(10): 877–889, 2000.
- [16] LI, G. X., FU, S., LIU, Y., LIU, S. Z., Y. AND BAI, CHENG, L. A homogeneous flow model for boiling heat transfer calculation based on single phase flow. *Energy Conversion and Management* **50**(7): 1862–1868, 2009.
- [17] CHEN, J. C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* **5**(3): 322–329, 1966.
- [18] CARDONE, M., SENATORE, A., BUONO, D., POLCINO, M., DE ANGELIS, G., GAUDINO, P. A model for application of Chen's boiling correlation to a standard engine cooling system. *SAE Paper 2008-01-1817*, 2008.
- [19] PUNEKAR, H., DAS, S. Numerical simulation of subcooled nucleate boiling in cooling jacket of I.C. engine. *SAE Paper 2013-01-1651*, 2013.
- [20] STEINER, H., KOBOR, A., GEBHARD, L. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **48**(19-20): 4161–4173, 2005.
- [21] MOHAMMADI, A., YAGHOUBI, M. Two phase flow simulation for subcooled nucleate boiling heat transfer calculation in water jacket of diesel engine. *Journal of Engine Research* **22**: 50–61, 2011.
- [22] BRACKBILL, J. U., KOTHE, D. B., ZEMACH, C. A continuum method for modeling surface-tension. *Journal of Computational Physics* **100**(2): 335–354, 1992.

- [23] STAR-CCM+ v8.02. *User Guide*. CD-Adapco.
- [24] HERNÁNDEZ-PÉREZ, A. M., V. AND, AZZOPARDI, B. J. Grid generation issues in the CFD modelling of two-phase flow in a pipe. *Journal of Computational Multiphase Flows* **3**(1): 13–26, 2011.
- [25] PIORO, I. L., ROHSENOW, W., DOERFFER, S. Nucleate pool-boiling heat transfer. ii: Assessment of prediction methods. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **47**(23): 5045–5057, 2004.
- [26] TORREGROSA, A. J., OLMEDA, P., GIL, A., CORNEJO, O. CFD assessment of subcooled flow boiling in i.c. engine-like conditions at low flow velocities with volume-of-fluid and two-fluid models. *Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* DOI: 10.1177/0954407015571674, 2010.
- [27] SAIZ JABARDO, J. M., DA SILVA, E. F., RIBATSKI, G., DE BARROS, S. Evaluation of the rohse-now correlation through experimental pool boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science and Engineering* **26**(2): 218–230, 2004.
- [28] MOSTAFA, M. M. Fouling of heat transfer surfaces. In BELMILOUDI, A. (ed.), *Heat transfer - Theory analysis, experimental investigations and industrial systems*, 506–542. InTech, 2011.
- [29] PODOWSKI, M. Z. Toward mechanistic modelling of boiling heat transfer. *Nuclear Engineering and Technology* **44**(8): 889–896, 2012.
- [30] YEOH, G. H., TU, J. Y. Numerical modelling of bubbly flows with and without heat and mass transfer. *Applied Mathematical Modelling* **30**(10): 1067–1095, 2006.
- [31] SATO, Y., SADATOMI, M., SEKOGUCHI, K. Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow - I. Theory. *International Journal of Multiphase Flow* **7**(2): 167–177, 1981.
- [32] RANZ, W. E., MARSHALL, W. R. Evaporation from drops, 1, 2. *Chemical Engineering Progress* **48**(3): 141–146, 173–180, 1952.
- [33] LO, S., OSMAN, J. CFD modeling of boiling flow in PSBT 5 × 5 bundle. *Science and Technology of Nuclear Installations* **2012**: 795935, 2012.
- [34] WANG, D. M. *Modelling of bubbly flow in a sudden pipe expansion*. Brite-Euram Project BE-4098, report II-34, 1994.
- [35] PRABHUDHARWADKAR, D., LOPEZ-DE-BERTODANO, M. A., HIBIKI, T., BUCHANAN, J. R. Assessment of subcooled boiling wall boundary correlations for two-fluid model CFD. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **79**: 602–617, 2014.
- [36] TOLUBINSKY, V. I., KOSTANCHUK, D. M. Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling heat transfer. *4th International Heat Transfer Conference* **5**(B-28): 249–272, 1970.
- [37] LEMMERT, M., CHAWLA, J. M. Influence of velocity on surface boiling heat transfer coefficient. In HAHNE, E., GRIGULL, U. (eds.), *Heat transfer in boiling*, 237–247. Academic Press, 1977.

- [38] DEL VALLE, V. H., KENNING, D. B. R. Subcooled flow boiling at high heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **28**(10): 1907–1920, 1985.
- [39] R., C. A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux. *AIChE Journal* **6**(4): 533–538, 1960.
- [40] BISWAS, R., STRAWN, R. C. Tetrahedral and hexahedral mesh adaptation for CFD problems. *Applied Numerical Mathematics* **26**(1-2): 135–151, 1998.
- [41] TORREGROSA, A. J., BROATCH, A., OLMEDA, P., CORNEJO, O. Experiments on subcooled flow boiling in I.C. engine-like conditions at low flow velocities. *Experimental Thermal and Fluid Science* **52**: 347–354, 2014.
- [42] DOMALAPALLY, P., RIZZO, E., RICHARD, L. S., SUBBA, F., ZANINO, R. CFD analysis of flow boiling in the ITER first wall. *Fusion Engineering and Design* **87**: 556–560, 2012.

Capítulo 5

Estudios en geometría real

Índice

5.1. Introducción	119
5.2. Diseño de galerías de refrigeración en la culata	120
5.3. Descripción de la instalación	124
5.4. Instrumentación y medidas	125
5.5. Detección de la evaporación en flujo forzado	128
5.6. Resultados experimentales	131
5.7. Simulación del flujo y la transferencia de calor	133
5.7.1. Malla y condiciones de contorno	134
5.7.2. Configuración del modelo	136
5.7.3. Análisis de los resultados	138
Bibliografía	148

5.1. Introducción

En este capítulo se aplican las técnicas experimentales y numéricas desarrolladas y validadas para el conducto simple en los capítulos anteriores a una geometría de culata real, con el fin principal de evaluar las prestaciones de los modelos numéricos a la hora de determinar, dentro de la culata, las zonas altamente cargadas desde el punto de vista térmico. En particular, es de especial interés en el contexto de este trabajo averiguar si permiten conocer las zonas donde la temperatura alcanza el punto de saturación del refrigerante y, por tanto, dónde se puede producir el cambio

de fase del refrigerante, que desempeña un papel importante en la transferencia de calor. De hecho, numerosos trabajos [1–3] indican que existen zonas críticas, tales como el puente de válvulas y, más específicamente, la zona donde se encuentran las válvulas de escape y la zona de la bujía, donde es necesario optimizar las galerías de refrigeración, y donde se trata de mantener la velocidad del fluido constante, cosa que resulta virtualmente imposible si no se dispone de un modelo numérico fiable.

Se comenzará por una breve introducción a los aspectos más destacados que afectan al diseño de las culatas, y en particular de sus galerías de refrigeración. A continuación, en las secciones 5.3 y 5.4 se describe la instalación experimental empleada, que es una adaptación de la usada en el capítulo 2, y las medidas realizadas, que presentan en comparación con el caso del conducto simple importantes limitaciones en cuanto a la medida de flujos de calor y a la propia detección de la existencia de flujo evaporativo, al no poder disponerse de acceso para la visualización del fenómeno. Por ello, se ha puesto a punto una técnica basada en el análisis de las vibraciones de la culata, que se describe en la sección 5.5.

Los resultados de las medidas se describen en la sección 5.6, y por último en la sección 5.7 se describe el trabajo de modelado numérico realizado y se evalúan los resultados obtenidos por comparación con las medidas.

5.2. Diseño de galerías de refrigeración en la culata

Para un buen diseño de las galerías de refrigeración es necesaria una gran serie de información acerca del flujo de refrigerante, la distribución de la temperatura en la culata, la transferencia de calor en la cara inferior (*firedeck*) de la culata, etc. Tradicionalmente, el diseño de las culatas y del bloque motor se ha basado en medidas de temperatura y en la observación, a posteriori, de las distintas fisuras que aparecen en las diferentes zonas de la culata como consecuencia de las tensiones térmicas y mecánicas. Se ha reportado que, por encima de 600° K (327° C), los siguientes fenómenos son determinantes [4]:

- Los gradientes de temperatura locales que se dan dentro de los componentes se oponen a la expansión térmica de los mismos y, por lo tanto, causan tensiones térmicas. Las temperaturas elevadas pueden provocar cambios en la estructura del material, con efectos notables sobre sus propiedades.
- A temperaturas elevadas, los materiales comienzan a experimentar deformación plástica cuando son sometidos a cargas estáticas.
- La rápida aplicación de cargas térmicas (choque térmico), combinada con la expansión térmica restringida, puede resultar en la formación de fracturas. Las

culatas de los motores medianos y grandes son especialmente susceptibles a este efecto, ya que están sometidas a cambios térmicos bruscos y repentinos al pasar desde el arranque con aire comprimido hasta condiciones de plena carga.

- Los cambios de temperatura causados por los cambios en el régimen de giro y el grado de carga del motor implican cargas de fatiga de ciclo bajo (LCF en sus siglas inglesas), que pueden resultar en grietas y fracturas por debajo de los 10^5 ciclos de carga.
- Los cambios de temperatura que tienen lugar en el transcurso del ciclo del motor implican cargas de fatiga de ciclo alto (HCF). Esto afecta a las superficies de los componentes que limitan con la cámara de combustión, tales como la culata y los pistones, sometidos a cambios rápidos entre las altas temperaturas de la combustión y la temperatura del aire admitido en el siguiente ciclo de motor.
- También se dan efectos de corrosión térmica, sobre todo en las válvulas de escape, especialmente en motores que usan combustible diésel marino (MDF) o aceite pesado.

Para controlar estos efectos, algunos investigadores proponen ajustar los diversos componentes del sistema de refrigeración y en consecuencia mejorar el flujo de refrigerantes a través del bloque motor y la culata [5, 6] mientras que otros ponen el acento en la optimización de la estructura de las galerías de refrigeración del motor [7, 8] para evitar daños en los elementos del motor. En general, se recomienda mantener las temperaturas por debajo de 380°C para componentes de hierro fundido, y cuando se trata de aleaciones de aluminio mantener la temperatura máxima entre 180°C y 200°C [9]. Las temperaturas altas producen el deterioro de la película de lubricante, aumentando las pérdidas por fricción y disminuyendo la vida útil de los componentes afectados; por otra parte, si se sobreenfrían ciertos componentes del motor como, por ejemplo, los cilindros, puede producirse condensación de los gases calientes, originando su corrosión; estas condiciones suelen darse a plena carga, en condiciones de tiempo estivales y para elevadas altitudes. En la tabla 5.1 se dan valores típicos de las temperaturas en la culata para diferentes tipos de motores.

Las siguientes son algunas pautas de diseño que se tienen que seguir para mantener las tendencias deseadas:

- Es deseable tener un flujo intenso en la dirección longitudinal del motor, junto con un flujo transversal también intenso desde el lado de admisión hacia el lado del escape.

Tabla 5.1. Temperaturas típicas de culatas de motores Diesel.

	Tipo de motor		
	Medio régimen	Alto régimen Altas prestaciones	Alto régimen Vehículo comercial
C. de combustión	210 - 250	120 - 150	
(lado del agua)	240 - 260	130 - 140	
Puente de válvulas	260 - 300	280 - 290	200 - 350

- El flujo de refrigerante debe distribuirse uniformemente alrededor de todos los cilindros del motor: un flujo bien distribuidos se traduce en una transferencia de calor eficiente desde la superficie del motor.
- Debe evitarse el estancamiento del flujo, ya que las regiones donde se produce son las más susceptibles a la aparición de puntos calientes y, finalmente, a la ebullición no controlada.
- Deben evitarse condiciones en que la velocidad del flujo sea muy alta y puedan producirse reducciones drásticas de la presión que conduzcan a la aparición de cavitación, que a su vez puede producir la erosión del material.
- Dado que la bomba de refrigerante, situada a la entrada de la camisa de refrigeración, es responsable de mantener una presión determinada en la entrada, es deseable que la caída de presión en las galerías sea tan baja como sea posible. Las dimensiones de los orificios de la junta y la compleja geometría de la camisa de refrigeración contribuyen conjuntamente a dicha caída de presión.

Con respecto al material empleado, debe ser lo suficientemente resistente a la compresión como para ser capaz de funcionar de forma continua bajo presiones de gas y temperaturas fluctuantes. En general, las cargas de presión del gas no son excesivas para los materiales disponibles en la actualidad, pero los gradientes de temperatura establecidos en todo el espesor del metal, entre el lado de la cámara de combustión, los asientos de las válvulas de escape, y los conductos de refrigeración, producirá una desigualdad notable en la expansión y la contracción del metal en dichas regiones. En consecuencia, aparecerán tensiones térmicas en la culata, y pueden eventualmente distorsionarse o incluso romperse las áreas críticas que están expuestas al flujo de calor de la combustión.

El material de culata ideal sería el que pudiera limitar la temperatura de la superficie de la cámara de combustión de manera que la lubricación siguiera siendo eficaz, la mezcla de aire y gasolina en MEP no se sobrecalentara y causara detonación, y se evitara la aparición de puntos calientes que pueden producir grandes esfuerzos

térmicos cíclicos. En general, la elección de materiales se restringe al hierro fundido y distintas aleaciones de aluminio.

La culata tradicional de hierro fundido reúne la mayoría de los requisitos: bajo precio, buena maleabilidad, mecanizabilidad y resistencia a la corrosión, rigidez y dureza adecuadas, y baja expansión térmica. Sin embargo, el hierro fundido presenta como desventajas su elevado peso y su baja conductividad térmica. Por su parte, una culata de aleaciones de aluminio pesa del orden de la mitad que una culata de hierro fundido equivalente y su conductividad térmica es entre un 30 % y un 80 % más alta que la del hierro fundido [3], de modo que se pueden considerar relaciones de compresión mayores que las que se pueden utilizar con culatas de hierro fundido, y los gradientes de temperatura son menores, de modo que se reduce la probabilidad de distorsión térmica.

Las deficiencias de la aleación de aluminio son que es más cara, y la resistencia a la corrosión no es tan buena como la de la fundición de hierro [10]. Además, tiene un alto coeficiente de dilatación térmica, lo que puede causar rozamiento entre una culata de aleación de aluminio y un bloque de cilindros de hierro fundido durante condiciones de arranque y parada del motor. Por último, es habitual emplear en los asientos de las válvulas insertos de materiales con menor conductividad térmica que el resto de la culata, con el fin de disminuir los esfuerzos térmicos en dicha zona [11].

La composición de la fundición utilizada en la culata es similar a la del bloque de cilindros, pero se prefieren para la culata aleaciones de aluminio ligeramente diferentes. Hay dos comúnmente recomendadas, constituidas por una matriz de aluminio que incluye, en un caso, un 3.0 % de cobre, un 5 % de silicio y un 0.5 % de manganeso, y en el otro caso un 4.5 % de silicio, un 0.5 % de manganeso y un 0.5 % de magnesio. Las adiciones de cobre y silicio reducen la expansión y contracción térmicas y mejoran la ductilidad y la capacidad de moldeo de aluminio. El cobre añadido contribuye a endurecer el aluminio y fortalece la estructura durante un cierto período de tiempo (esto se conoce como endurecimiento por envejecimiento), y el silicio mejora la resistencia a la abrasión. Ambos de manganeso y de magnesio mejoran la resistencia de la aleación. Por desgracia, la resistencia a la corrosión de la aleación de silicio-aluminio libre de cobre es mejor que de las aleaciones que contienen cobre, que son ligeramente superiores en todos los demás aspectos.

Entre las aleaciones de aluminio más empleadas en la fabricación de este importante componente del motor se encuentran las A319, A356, A319 y A380, todas ellas pertenecientes a la serie 300 [12–16]. Además de las mencionadas, actualmente se emplean la A354 y también la AS7GU, que ofrece un buen compromiso entre esfuerzos y fatiga a elevadas temperaturas.

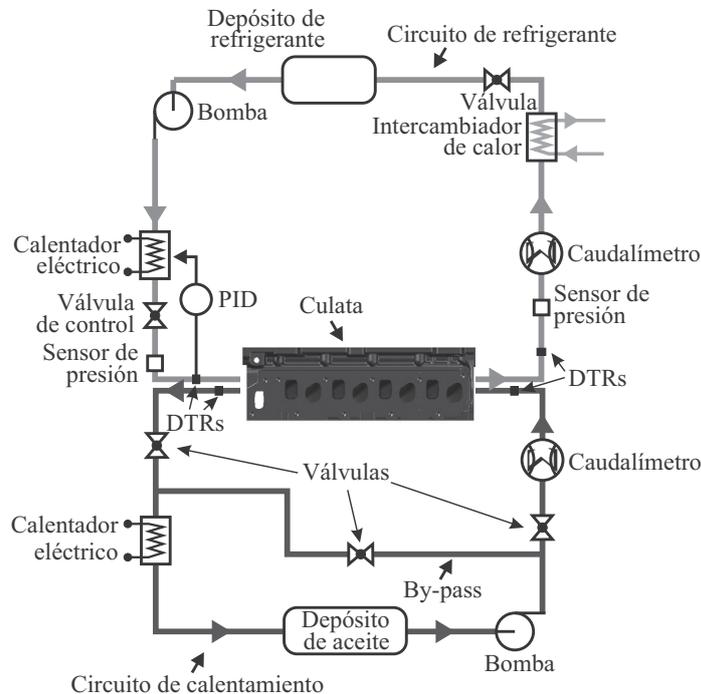


Figura 5.1. Circuito de refrigeración y de calentamiento empleado en la culata.

5.3. Descripción de la instalación

El circuito experimental fue diseñado para provocar la evaporación bajo condiciones de flujo forzado, y es esencialmente el mismo empleado en la sección 3.2, con la diferencia de que en lugar del conducto simple se considera ahora una culata real, tal como puede observarse en la figura 5.1. De hecho, las diferencias más significativas están relacionadas con la manera en que se consigue que el aceite térmico del circuito de calefacción caliente a la culata, que se describe a continuación.

El suministro de aceite térmico se realizó a través de las pipas de escape, donde se da gran parte de la transferencia de calor en un motor real, mientras que el refrigerante fue introducido por la parte posterior de la culata, específicamente por uno de los tapones de mantenimiento de las galerías de refrigeración de la culata, tal como se puede ver en las figuras 5.2 y 5.3.

Cuando el aceite térmico entra por la pipa de escape, baja hacia el primer cilindro (cilindro 1) que forma parte de la bancada, y el cual está conectado al siguiente cilindro (cilindro 2) por la parte inferior, llenándolo por completo y saliendo de este a través de las pipas de escape. Las pipas de escape del cilindro 2 están comunicadas

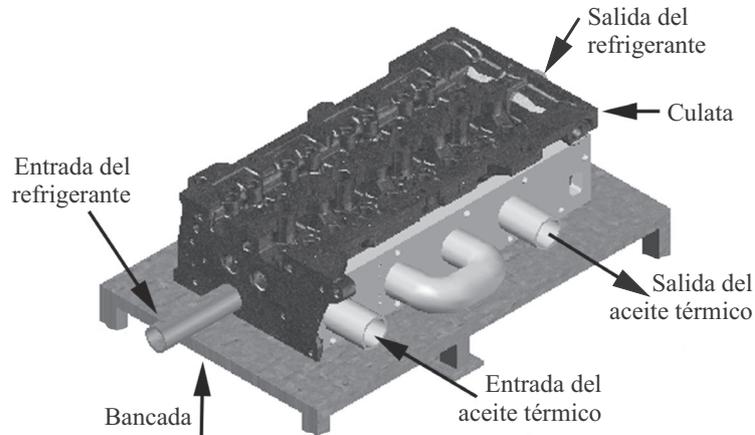


Figura 5.2. Vista derecha de la culata con los conductos de suministro y extracción de aceite térmico y refrigerante.

mediante un conducto en U con las pipas del siguiente cilindro (cilindro 3) tal como se aprecia en las figuras 5.2 y 5.3. El aceite llena entonces por completo a este cilindro, que a su vez está conectado por la parte inferior al último cilindro (cilindro 4), del cual el aceite térmico sale finalmente a través de las pipas para reincorporarse al circuito de calefacción.

5.4. Instrumentación y medidas

Con la finalidad de conocer la distribución de temperatura en diversas zonas de la culata de experimentación, ésta fue instrumentada siguiendo las indicaciones dadas en el trabajo de Finlay *et al.* [17], en el cual se señalan las zonas más cargadas térmicamente, entre las que destacan las pipas de escape y el puente de válvulas. De acuerdo con ello, se llevaron a cabo diversas mediciones de temperatura en las paredes de la culata, así como también en las paredes de las pipas de admisión y escape. Para llevar a cabo dichas mediciones, se emplearon termopares tipo K (Cromel-Alumel), que poseen buena resistencia a la oxidación y cuyas medidas tienen un error del 1%. Una parte de los termopares se empotraron en la parte superior de la culata tal como se muestra en la figura 5.4, mientras que los termopares empleados para registrar la temperatura en los laterales (bridas de escape y de admisión) fueron empotrados dentro del material de la culata a una profundidad de 3 mm, como puede apreciarse en la figura 5.5. Finalmente, los termopares colocados en la parte inferior de la culata (*firedeck*), a una altura de 3 mm desde la base de las válvulas, están empotrados a una

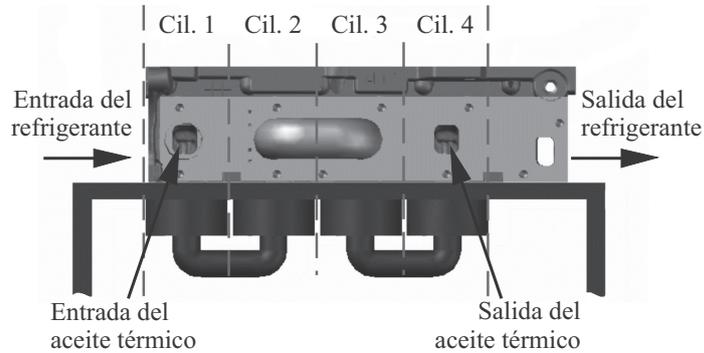


Figura 5.3. Vista lateral de la culata con los conductos de suministro y extracción de aceite térmico y refrigerante.

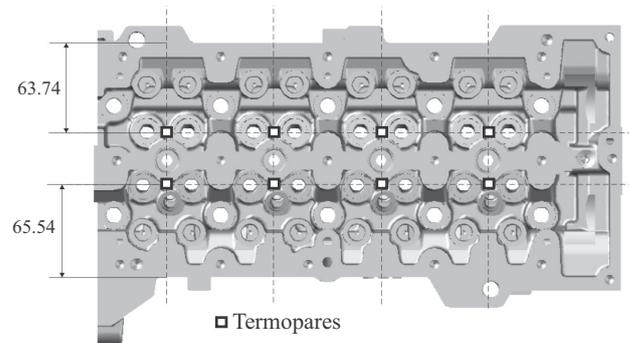


Figura 5.4. Posiciones de termopares sobre la parte superior de la culata (cotas en mm).

profundidad de 55 mm desde el borde de la culata hasta una distancia de 3 mm de las válvulas, tal como se muestra en la figura 5.6.

En lo que concierne al fluido refrigerante, para la medida de su temperatura tanto a la entrada como a la salida de la culata, se utilizaron termómetros de resistencia (TRD) con un error del 0.1 %. La instalación de dichos sensores fue realizada siguiendo las indicaciones propuestas en [10] para este tipo de sensor de temperatura. Para la medida de la presión del refrigerante a la entrada de la culata se empleó un captador de presión PMA con un transmisor P40, cuyo rango de presiones va desde 0 a 6 bar de presión absoluta, con una precisión del 0.2 %, mientras que para la medición de la presión del fluido refrigerante a la salida de la culata se empleó un sensor de presión Kistler con rango de presión de 0 a 5 bar y una precisión del 0.5 %.

La temperatura del aceite térmico, tanto a la entrada de la culata como a la salida de ésta, se midió, igual que en el caso del fluido refrigerante, con termómetros

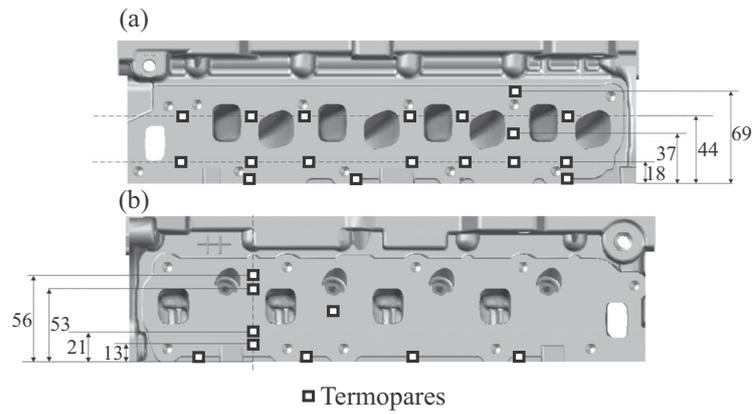


Figura 5.5. Posiciones de termopares en las zonas de las bridas de admisión (a) y escape (b) (cotas en mm).

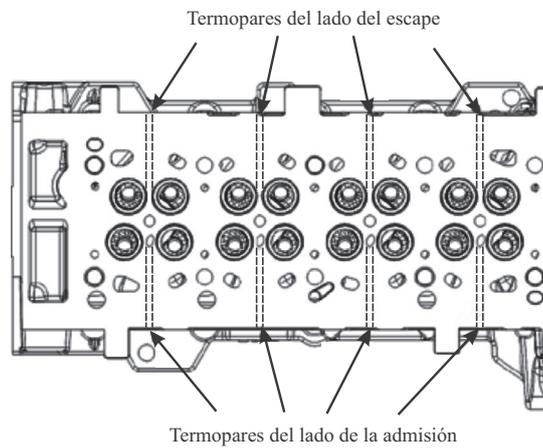


Figura 5.6. Detalle de los termopares en la parte inferior de la culata (firedeck).

de resistencia con un error del 0.1 %, mientras que para la medición del caudal de aceite térmico se emplearon dos caudalímetros: un caudalímetro de efecto Coriolis Emerson 1700) para valores del flujo entre 0.5 l/min hasta 20 l/min y un caudalímetro electromagnético Krohne para mediciones de flujo de aceite térmico por encima de 20 l/min, con capacidad de medir hasta 100 l/min, y con un error en la medida del 1 %.

5.5. Detección de la evaporación en flujo forzado

Como se ha mencionado con anterioridad, un inconveniente de las geometrías reales de culata es la imposibilidad de constatar de forma directa (es decir, por visualización de las burbujas) la presencia de flujo evaporativo, se dé éste o no en condiciones de subenfriamiento. Puesto que los flujos de calor locales, que también serían indicativos, tampoco son accesibles, es preciso recurrir a técnicas indirectas como la que se describe a continuación.

Es conocido que en el fenómeno de flujo evaporativo en subenfriamiento se forman burbujas de vapor que se desprenden de la pared sobrecalentada y posteriormente colapsan. Este fenómeno determina, por una parte, la aparición de fluctuaciones no estacionarias en la presión del líquido, como ya observó Rayleigh hace casi un siglo [18] y, por otra parte, la existencia de una fuerza resultante sobre las paredes, también de carácter no estacionario. En el primer caso, es posible detectar la aparición de la ebullición registrando el campo acústico resultante mediante hidrófonos y analizándolo en términos de las frecuencias características del proceso [19, 20], si bien es obvio que es también necesario considerar la influencia de la geometría del conducto. En el segundo caso, el proceso se manifiesta a través de la excitación de las vibraciones de la estructura [21], que pueden determinarse mediante acelerómetros. Dado que sería preciso diseñar hidrófonos a propósito para la presente aplicación, se optó por el análisis de vibraciones como técnica para la determinación de la existencia de ebullición en el interior de las galerías de la culata.

Para ello se instalaron sobre la culata ensayada dos acelerómetros piezoeléctricos Kistler modelo 4384, cuyas características que se muestran en la tabla 5.2 y que fueron escogidos con el fin de detectar la máxima amplitud de señal. La sensibilidad dada en la tabla de calibración está medida a 159,2 Hz y con una aceleración de 10 g. La exactitud de la calibración de fábrica es de $\pm 2\%$ con un intervalo de confianza del 99,9%. En conjunto con los acelerómetros, se emplearon acondicionadores de señal de B&K modelo 2647 con una estructura de tipo tubo de 7×37.7 mm, cuyo peso es de 6.3 g, con sensibilidad de 1 mV/pC a 10 mV/pC. Para la adquisición de datos se empleó un sistema Pulse modelo 3560C.

Tabla 5.2. Características técnicas de los acelerómetros.

Frecuencia	0.1 - 12600 Hz
Sensibilidad	10 pC/g
Temperatura	-74 - 250 °C
Nivel de ruido residual (RMS)	± 0.24 mg
Nivel operacional máximo (pico)	6000 g
Nivel máximo de choque (pico)	20000 g
Peso	11 g
Frecuencia de resonancia	42 kHz

Tabla 5.3. Condiciones experimentales para detección de la evaporación forzada.

T_{ref} (°C)	p_{ref} (bar)	T_{at} (°C)	\dot{V}_{ref} (m ³ /h)	\dot{V}_{at} (m ³ /h)
90	1.18	221.64	1.0	2.08
90	1.43	223.64	2.0	2.08
90	1.73	221.46	3.8	2.08

Las medidas se llevaron a cabo al mismo tiempo que los ensayos de adquisición de los datos de temperatura que se comentan de la sección 5.6, seleccionándose las condiciones de funcionamiento que se muestran en la tabla 5.3, que proporcionan suficientes datos para evaluar la influencia del flujo de refrigerante para un sobrecalentamiento que, en principio, debería dar lugar a la evaporación. Aparte de las condiciones mostradas en la tabla 5.3, se tomaron medidas de aceleración manteniendo la temperatura del aceite térmico al mismo valor que la temperatura del refrigerante. Estas medidas permitieron establecer el “fondo” de vibración resultante en la culata como consecuencia del propio funcionamiento de los distintos equipos (bombas de refrigerante y de aceite) y del propio paso de los fluidos a través de la culata.

Los resultados, expresados en decibelios arbitrarios, se pueden observar en la figura 5.7, donde se ha comparado el fondo (aceite térmico y refrigerante a la misma temperatura) y la lectura obtenida cuando la temperatura del aceite térmico se encuentra cerca de 225 °C. Se observa, en la gráfica correspondiente al menor caudal de refrigerante, una diferencia significativa en el nivel, sobre todo a bajas frecuencias por debajo de 250 Hz. Para frecuencias mayores la diferencia es mucho menor, si bien el fondo siempre queda ligeramente por debajo. Al aumentar el caudal hasta 2 m³/h, se observa que las diferencias son menos acusadas, aunque también significativas, y que se desplazan hacia frecuencias mayores. Finalmente, al considerar el máximo caudal se aprecian únicamente diferencias locales y de una magnitud mucho menor que en los dos casos anteriores.

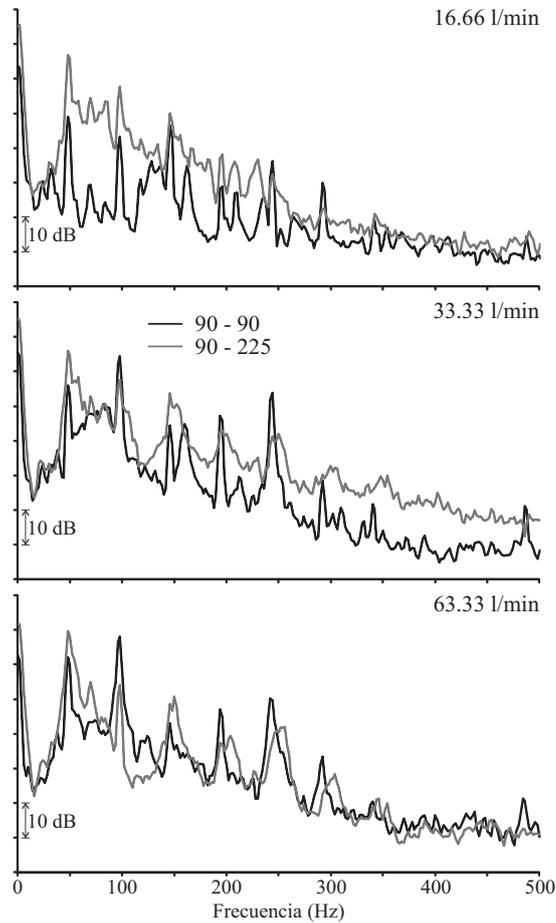


Figura 5.7. Espectros de vibraciones de la culata.

A partir de estos resultados es posible concluir que efectivamente existe ebullición en las condiciones consideradas: en principio, es difícil atribuir las diferencias en nivel observadas a cualquier otra posible causa, pero además la tendencia observada es consistente con el comportamiento esperable. En efecto, el efecto de supresión del flujo, tantas veces comentado a lo largo de este trabajo, determina que las burbujas se desprendan antes y, por tanto, con un tamaño más pequeño, lo que corresponde a una frecuencia mayor [22], que es precisamente la tendencia observada para las frecuencias a las que se observan las diferencias más significativas. Por su parte, el hecho de que las diferencias observadas sean menores cuanto mayor es el caudal respondería simplemente a la mayor efectividad del efecto de supresión por el flujo.

5.6. Resultados experimentales

Se realizó una serie de pruebas experimentales con el fin de obtener un conjunto de datos representativo que cubriera una gama suficientemente amplia de condiciones de funcionamiento, si bien el plan de ensayos fue menos exhaustivo que el llevado a cabo con el conducto simple y discutido en el capítulo 3.

Como en aquel caso, las mediciones se llevaron a cabo utilizando una mezcla con un 50 % de agua y un 50 % de etilenglicol (porcentajes en volumen). Tal como se acaba de mostrar en la tabla 5.3, se consideró una única temperatura de entrada del fluido (90°C) y tres caudales de refrigerante (1, 2 y 3.8 m³/h). Para el aceite térmico se mantuvo el caudal en 2.08 m³/h y se intentó alcanzar una temperatura próxima a 225°C, quedando finalmente una pequeña diferencia entre los tres casos que no afecta a la comparabilidad de los resultados.

En esta sección se muestra el conjunto de los resultados experimentales obtenidos durante las medidas. Dichos resultados se emplearán más adelante tanto para proporcionar condiciones de contorno a la simulación como para evaluar la calidad de los resultados obtenidos.

Temperatura del material

Las diversas temperaturas medidas en las distintas zonas mostradas en las figuras 5.4 a 5.6 se muestran en la tabla 5.4. De estos datos se emplearán como condición de contorno los correspondientes a la zona de árboles de levas, mientras que el resto se empleará para su comparación con los datos obtenidos de la simulación.

Temperatura y presión del fluido refrigerante

La temperatura y la presión del fluido refrigerante fueron medidas únicamente a la entrada y la salida de la culata, permitiendo obtener indirectamente una variable importante como es el flujo de calor absorbido por el refrigerante a su paso a través de las galerías de refrigeración. Dichos resultados muestran en la tabla 5.5, donde puede apreciarse el efecto contrapuesto del incremento del caudal y de la correspondiente disminución en el salto de temperatura ΔT . Esta tendencia también es indicativa del papel desempeñado por la evaporación en las condiciones consideradas.

Por su parte, la caída de presión originada por la circulación del refrigerante a través de las galerías de la culata es un parámetro particularmente crítico, ya que determina localmente el punto de ebullición del fluido refrigerante. La geometría

Tabla 5.4. Datos experimentales de temperatura en la culata.

Punto de medida	$\dot{V} =$	Temperaturas (°C)		
		1 m ³ /h	2 m ³ /h	3.8 m ³ /h
Brida de admisión		99.65	96.81	97.04
Brida de escape		165.57	164.38	163.58
Zona árboles de levas		98.54	92.20	96.19
Cilindro 1 admisión		132.00	122.59	128.38
Cilindro 2 admisión		126.12	119.00	120.90
Cilindro 3 admisión		120.82	118.16	113.42
Cilindro 4 admisión		115.52	117.21	105.94
Cilindro 1 escape		127.01	123.35	123.68
Cilindro 2 escape		129.68	119.25	124.62
Cilindro 3 escape		125.93	118.00	121.04
Cilindro 4 escape		123.14	119.77	119.10

Tabla 5.5. Saltos de temperatura y presión y flujos de calor al refrigerante.

\dot{V} (l/min)	ΔT (°C)	q_{ref} (W)	Δp (bar)
16.67	11.2	10842.9	0.06
33.33	7.0	7670.6	0.19
66.33	2.9	10433.8	0.58

complicada de las galerías de la culata presenta dificultades prácticamente insalvables para la toma de medidas en diferentes puntos a lo largo de dichas galerías. A la vista de dichas dificultades, se tomaron mediciones de presión únicamente en la entrada del suministro de refrigerante y a su salida de la culata, para disponer al menos de una evaluación global de la caída de presión para su comparación posterior con los resultados de la simulación. Los resultados se muestran también en la tabla 5.5.

Adicionalmente, se ha estudiado el carácter de la dependencia observada. Tal como se aprecia en la figura 5.8, es posible ajustar dicha dependencia a una curva de tipo potencial con una gran precisión, resultando un exponente de 1,8, relativamente próximo al 2 que correspondería a un flujo turbulento totalmente desarrollado. Por lo que se ha comentado antes, una adecuada reproducción de esta caída de presión es un requisito indispensable para poder confiar en los resultados de la simulación cuando existe ebullición.

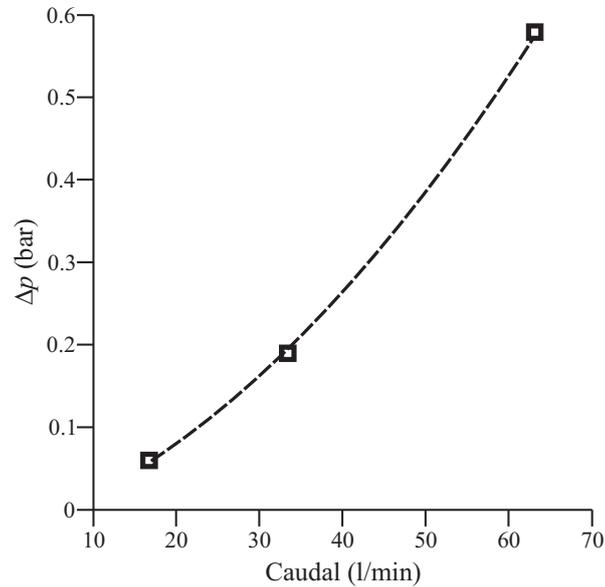


Figura 5.8. Caída de presión frente a caudal de refrigerante.

5.7. Simulación del flujo y la transferencia de calor

El problema de la descripción del flujo del fluido refrigerante y la transferencia de calor en una culata es un problema complejo en que se encuentran estrechamente acoplados los fenómenos de conducción a través de las partes sólidas con la transferencia de calor por convección al fluido y el propio movimiento de este último. Es por ello natural que se hayan planteado soluciones desacopladas, en que primero se resuelve el campo de flujo asumiendo una distribución inicial de temperaturas de pared para, posteriormente, transferir una distribución puntual de flujos de calor en las paredes como condición de contorno a un cálculo térmico y estructural de las partes sólidas de la culata [23]. Si bien este enfoque puede producir resultados aceptables en una primera aproximación, el tratamiento de las condiciones de contorno de los respectivos cálculos desacoplados resulta extremadamente delicado.

Es por ello que, aprovechando las posibilidades existentes en términos de potencia de cálculo, se prefiere actualmente emplear planteamientos acoplados, habitualmente denominados de transferencia de calor conjugada (CHT por sus siglas inglesas), en que se resuelven simultáneamente ambos problemas [24–26]. Esta es la aproximación adoptada en el presente trabajo y que se describe en los apartados siguientes.

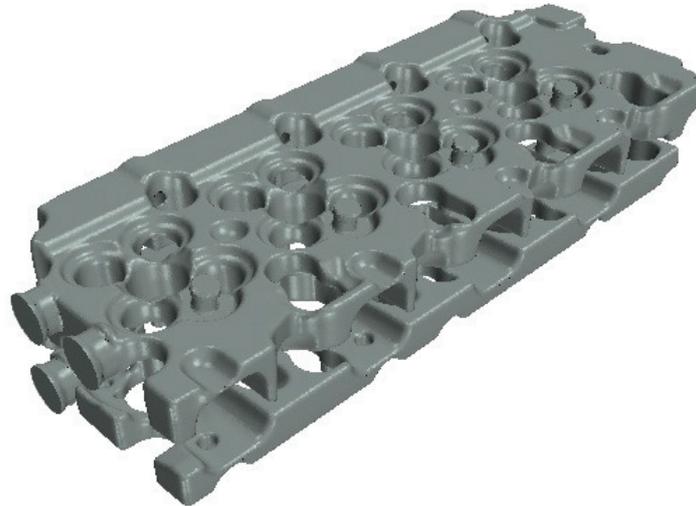


Figura 5.9. Vista tridimensional de las galerías de refrigeración de la culata estudiada.

5.7.1. Malla y condiciones de contorno

La geometría de las galerías de refrigeración de una culata de MCIA posee formas muy complejas, las cuales son el resultado de dar mayor o menor prioridad a la optimización de las pipas de admisión, debido a los requerimientos de *swirl*, de las pipas de escape, de la forma de la cámara de combustión, de la configuración de las válvulas, etc. Las galerías de refrigeración de una culata son de hecho las zonas que quedan disponibles una vez tomado en cuenta el dimensionado de todas las zonas anteriormente mencionadas, por lo que su geometría tiende a hacerse caótica, lo que implica un gran desafío tanto para dar cuenta de su comportamiento como en el momento de optimizarla. En el caso de la culata considerada en este estudio, las galerías están conformadas como dos “piscinas”, una en la parte superior y la otra en la parte inferior de la culata, tal como se muestra en la figura 5.9.

A la vista de lo complicado de la configuración, para mallar esta geometría se empleó una malla poliédrica, no solo para las galerías de refrigeración sino también para el resto de las partes de la culata. En la figura 5.10 se muestra una imagen del mallado de las galerías de refrigeración, y en el detalle se puede apreciar el mallado poliédrico de las partes metálicas. Puede observarse que este tipo de malla se adapta perfectamente a una geometría compleja como ésta. Los diversos tamaños de elementos empleados en el mallado se muestran en la tabla 5.6.

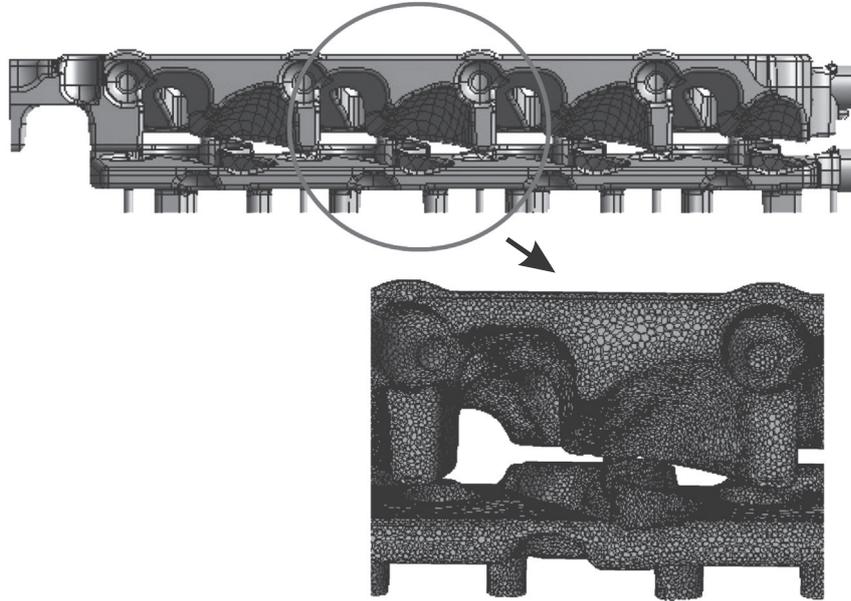


Figura 5.10. Detalle de la malla en la zona de las pipas de admisión de la culata estudiada.

Tabla 5.6. Dimensiones de la malla empleada en la simulación.

Zona	Dimensiones (mm)	Número de celdas
Sólido	3.6	2078891.0
Fluido	4.2	518775.0
Entrada	4.2	190200.0
Salida	4.2	65700.0

En total, la cantidad de celdas empleada en la simulaciones fue de 2853560.0. Teniendo en cuenta que la culata considerada corresponde a un motor de encendido por compresión de 1.3 litros de cilindrada, esto supone una cantidad de celdas superior a la empleada en trabajos de referencia como [27], y en general proporciona una densidad de mallado superior a la habitualmente considerada para las galerías de refrigeración de motores de mayor cilindrada (véase por ejemplo el trabajo de Bo [28]). Punekar y Das [29] emplearon una densidad mayor de mallado, pero debe tenerse en cuenta que en este trabajo se empleó una culata correspondiente a un motor monocilíndrico, con lo que el tamaño “físico” del problema es menor y permite un estudio más detallado sin alcanzar un tamaño “computacional” alarmante.

Respecto de las condiciones de contorno, se empleó para la entrada del refrigerante una condición de tipo velocidad de entrada, mientras que para la salida del

Tabla 5.7. Valores de distintos parámetros empleados en la simulación.

\dot{V} (m ³ /h)	C_{qw}	C_{ew}	C_{HA}	m	α_{fb}
1.0	0.0113	0.04	5.0×10^6	0	0.9
2.0	0.0125	0.04	5.0×10^6	0	0.9
3.8	0.0127	0.04	5.0×10^6	0	0.9

refrigerante de la culata se empleó un condición de contorno de tipo presión de salida, la cual fue dejada libre, sin imponerle ningún valor obtenido experimentalmente, precisamente con el fin de evaluar la calidad del cálculo. En las superficies bañadas por el aceite térmico se empleó una condición de flujo de calor en la pared, que fue estimado aplicando la primera ley de la termodinámica al balance térmico del aceite. Finalmente, las temperaturas reportadas en los experimentos para la brida de admisión y la zona del *firedeck* fueron empleadas a través de condiciones de contorno de tipo temperatura de pared.

5.7.2. Configuración del modelo

De acuerdo con las ideas expresadas al final de la sección 4.4.2, en este primer intento de aplicar un modelo computacional al caso de una geometría real se optó por emplear el modelo de fluido equivalente, ya que a priori no era posible determinar si las fracciones de vapor presentes quedarían dentro de los límites de aplicabilidad del modelo de dos fluidos.

Los parámetros del modelo de evaporación se escogieron teniendo en cuenta la información descrita en el capítulo 4 respecto a la aplicación al conducto simple. Recuérdese que dichos parámetros son: el producto del coeficiente de transferencia de calor entre las burbujas y el fluido que las rodea multiplicado por el área interfacial, C_{HA} , que determina el intercambio de masa entre las fases de acuerdo con la ecuación (4.11), la fracción del flujo de calor que se invierte en la generación de burbujas, C_{ew} , que determina la tasa de generación de vapor en masa según la ecuación (4.12), y los parámetros ajustables de la correlación de Rohsenow, ecuación (2.4). Estos últimos son el coeficiente m del exponente del número de Prandtl y la constante empírica C_{qw} que, según [30] dependen ambos de la combinación considerada de líquido y de material y acabado de la superficie de calentamiento. Los valores empleados para estos parámetros se resumen en la tabla 5.7 para cada una de las condiciones de operación consideradas.

Puede observarse que, como en el caso del conducto simple, se tomó el valor de m sugerido para el agua, y se mantuvieron para C_{ew} y C_{HA} los valores por defecto. Al coeficiente α_{fb} , que representa la fracción de vapor en volumen asociada con el inicio

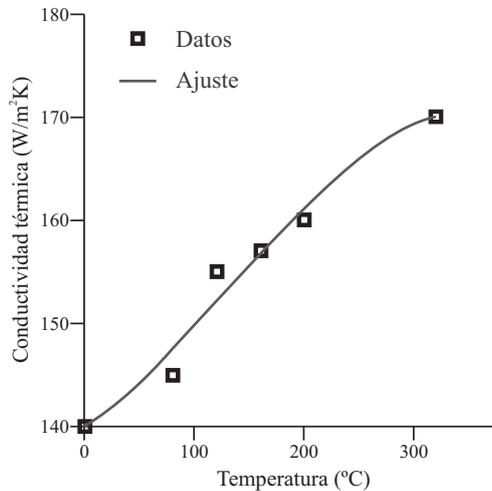


Figura 5.11. Variación de la conductividad térmica con la temperatura.

de la ebullición en película, se le dio en todos los casos el mismo valor, con el objeto de evitar la entrada en acción del modelo de transferencia de calor con ebullición en transición. Finalmente, el valor del coeficiente C_{qw} se modificó ligeramente a partir del valor por defecto (0.01) con base en los resultados experimentales disponibles, ya que no fue en este caso posible extrapolar los valores obtenidos en el conducto simple. Como puede verse, existe una cierta influencia del valor del flujo, pero muy pequeña comparada con la obtenida en el capítulo 4.

Todos los fenómenos físicos que intervienen en las galerías de refrigeración están altamente acoplados con la naturaleza del flujo turbulento. Por lo tanto es importante que la selección del modelo de turbulencia sea correcto para poder representar de manera adecuada los patrones de flujo en las galerías de refrigeración. En el presente estudio se empleó el modelo $k-\omega$ con tratamiento de pared para cualquier y^+ . De acuerdo con la configuración habitual recomendada en [31], no se consideró deslizamiento en la condición de contorno que define la región de contacto sólido-líquido.

Respecto de las propiedades del fluido líquido (densidad, calor específico a presión constante, conductividad y viscosidad), poseen un error del 5 % en comparación con las que se puede encontrar en [32] y en distintos manuales de fabricantes. Por otro parte, las mismas propiedades antes mencionadas pero para el caso del vapor, y otras relativas a la interfaz líquido-vapor como la tensión superficial, se obtuvieron a través de correlaciones propuestas en [33], que poseen errores del 3 % al 5 %. En cambio los valores empleados para las entalpías del líquido y vapor, h_f y h_g , fueron los que aparecen en las tablas de vapor [34], los cuales poseen un error superior al 5 %.

Tabla 5.8. Comparación entre medidas y simulación CFD: T_{sal} y Δp .

\dot{V} (m ³ /h)	T_{sal} (°C)			Δp (bar)		
	Medida	CFD	Error (°C)	Medida	CFD	Error (%)
1.0	101.2	103.3	2.1	0.06	0.06	0
2.0	97.0	98.9	1.9	0.19	0.18	5
3.8	92.9	95.1	2.2	0.58	0.56	3.4

Respecto de las parte sólidas, la aleación de aluminio empleada en la manufactura de la culata es la A319. Para esta aleación la densidad y el calor específico presentan una muy escasa dependencia con la temperatura, por lo que se tomaron como constantes. Respecto de la conductividad térmica, se consideró su dependencia con la temperatura según los resultados obtenidos por Bakhtiyarov *et al.* [35]. Dichos datos se muestran en la figura 5.11, junto con su ajuste a un polinomio de orden tres que fue empleado para introducirlos en el cálculo, y cuya expresión es:

$$k = 139.6143 + 8.068 \times 10^{-2}t + 2.8706 \times 10^{-3}t^2 - 7.6175 \times 10^{-7}t^3 \quad (5.1)$$

5.7.3. Análisis de los resultados

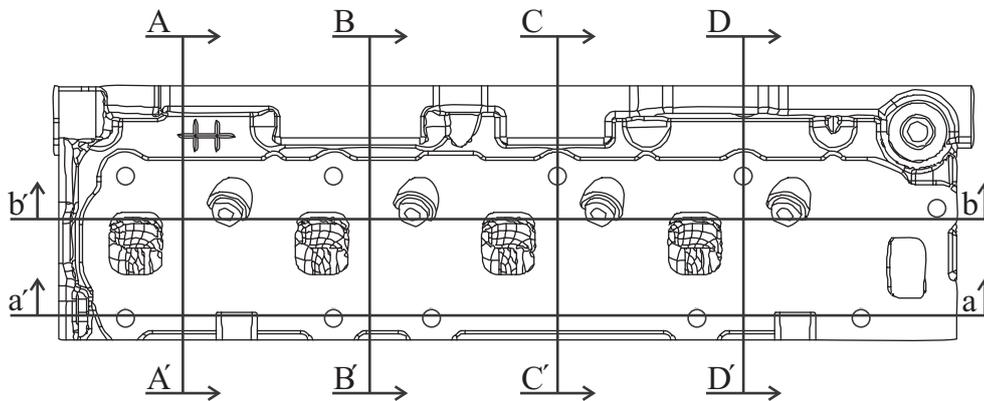
Una primera evaluación de los resultados de la simulación se obtuvo mediante la comparación de las magnitudes globales referidas al refrigerante, esto es, la temperatura a la salida de la culata y la caída de presión que experimenta al atravesar las galerías de la culata. Dicha comparación se muestra en la tabla 5.8, donde puede apreciarse que la simulación muestra una desviación máxima con respecto a las medidas del 3 % para la temperatura de salida y del 5 % para el salto de presiones. A este respecto, es de destacar que algunos trabajos consideran como aceptables errores de más de 10 °C en la temperatura (véase por ejemplo [36]).

La comparación mostrada en la tabla 5.8 indica que el modelo da cuenta adecuadamente del aspecto crítico, ya mencionado, de una correcta reproducción de la evolución de la presión, que es condición indispensable para cualquier aproximación al cálculo en condiciones evaporativas. Por lo que respecta a los valores de la temperatura de salida, si bien los errores absolutos son pequeños, podrían conducir a errores porcentualmente no despreciables en el salto de temperaturas y por consiguiente en la estimación del flujo de calor total.

En cuanto a los valores para el flujo de calor q_w removido por el refrigerante y el flujo másico del refrigerante en la tabla 5.9 se muestran los resultados comparativos entre los valores obtenidos experimentalmente y los obtenidos a través de la simulación. Al comparar los valores experimentales y la simulación se observan errores

Tabla 5.9. Comparación entre medidas y simulación CFD: q_w y \dot{V} .

\dot{V} (m ³ /h)	q_w (W)			\dot{V} (m ³ /h)	
	Medida	CFD	Error (%)	CFD	Error (%)
1.0	10842.22	10625.4	3.0	0.99	0.985
2.0	7460.61	7236.80	3.0	1.98	0.98
3.8	10433.76	99.64	2.1	3.77	0.86

**Figura 5.12.** Secciones de corte para representación de resultados.

menores que el 3 % para el flujo de calor, mientras que para los caudales se obtuvieron errores no mayores del 3 %. Estos errores son totalmente aceptables de cara a la validación de la simulación realizada, ya que con un modelo de fluido equivalente y empleando la correlación de Rohsenow pueden esperarse errores en los flujos de calor del orden de un 7.5 % [37], con resultados reportados de entre el 1 % y el 17.5 % [25, 28, 36, 38, 39].

Una vez acotada en términos globales de la validez de la simulación realizada, es posible considerar la información detallada que ésta proporciona, tanto en términos de la distribución del flujo de refrigerante como, especialmente, en términos de las distribuciones de temperatura del fluido del sólido, por los motivos que fueron detallados en la sección 5.2. Para poder analizar dicha información se procedió a realizar diversos cortes de sección, tanto transversales como longitudinales, en ciertas zonas de la culata, como muestra la figura 5.12. En lo que sigue se discuten los resultados obtenidos para la sección transversal A'-A y para las dos secciones longitudinales.

En la figura 5.13 se ha representado tanto el campo de temperaturas como la fracción de vapor correspondientes a la sección transversal A'-A para las tres condiciones de operación consideradas. Respecto de la distribución de temperaturas, puede

apreciarse que la temperatura del fluido va descendiendo conforme el caudal de refrigerante aumenta, mientras que las temperaturas máximas del metal aumentan, de manera muy acusada al pasar de $1 \text{ m}^3/\text{h}$ a $2 \text{ m}^3/\text{h}$, y de forma mucho más moderada al pasar a $3.8 \text{ m}^3/\text{h}$. Por su parte, las distribuciones de la fracción de vapor indican que únicamente toma valores apreciablemente no nulos en el caso del menor caudal, en que se aprecian valores relativamente altos en una de las galerías adyacentes a la zona de mayores temperaturas del metal. Es precisamente en esta galería donde se aprecian temperaturas del fluido mayores, teniéndose una distribución prácticamente uniforme con valores muy próximos a la temperatura de saturación. Estos resultados son consistentes con los valores de flujo de calor mostrados en la tabla 5.9, en que la tendencia indica un cambio en el mecanismo básico de transferencia de calor al pasar de $1 \text{ m}^3/\text{h}$ a $2 \text{ m}^3/\text{h}$, y confirman el diagnóstico realizado en la sección 5.5.

Esta misma tendencia en las temperaturas se aprecia en la figura 5.14, donde se muestra la correspondiente distribución para la sección longitudinal b'-b, situada a 50 mm del *firedeck* de la culata. De nuevo puede observarse claramente que la temperatura del fluido es mayor en el caso de $1 \text{ m}^3/\text{h}$ que en los otros dos, mientras que la temperatura de las partes sólidas de la culata es menor. Esto es debido a la mayor influencia del proceso de evaporación llevado a cabo, tal como se apreciaba en la figura 5.13, de tal forma que incluso doblando prácticamente el caudal no se obtiene una efectividad comparable en la transferencia de calor de las paredes hacia el refrigerante.

La situación es similar cuando se considera la distribución de temperatura en la sección longitudinal a'-a, situada a sólo 10 mm del *firedeck* de la culata, y que se muestra en la figura 5.15. De nuevo, la temperatura del fluido es considerablemente mayor en el caso de $1 \text{ m}^3/\text{h}$, pudiendo observarse cómo disminuye al aumentar el caudal hasta alcanzar valores relativamente bajos y apreciablemente uniformes para el caudal máximo considerado, en que la evaporación prácticamente ha desaparecido en la sección representada.

Resulta asimismo de interés desde el punto de vista del diseño de la culata complementar esta imagen térmica con el campo de flujo correspondiente, mostrado en la figura 5.16. Como es de esperar, en general las velocidades locales son mayores cuanto mayor es el caudal de entrada. Sin embargo, es posible apreciar la existencia de zonas en que el flujo alcanza prácticamente condiciones de estancamiento que no se modifican apreciablemente al aumentar el caudal, lo que podría estar relacionado en el bloqueo de determinados pasajes por la presencia de estructuras vorticales alimentadas por el flujo. Esto pone claramente de manifiesto la complejidad asociada meramente a lo intrincado de la geometría considerada, y la importancia de un correcto diseño fluidodinámico de las galerías de refrigeración como paso previo a la consideración de los distintos fenómenos de transferencia de calor relevantes. Adicio-

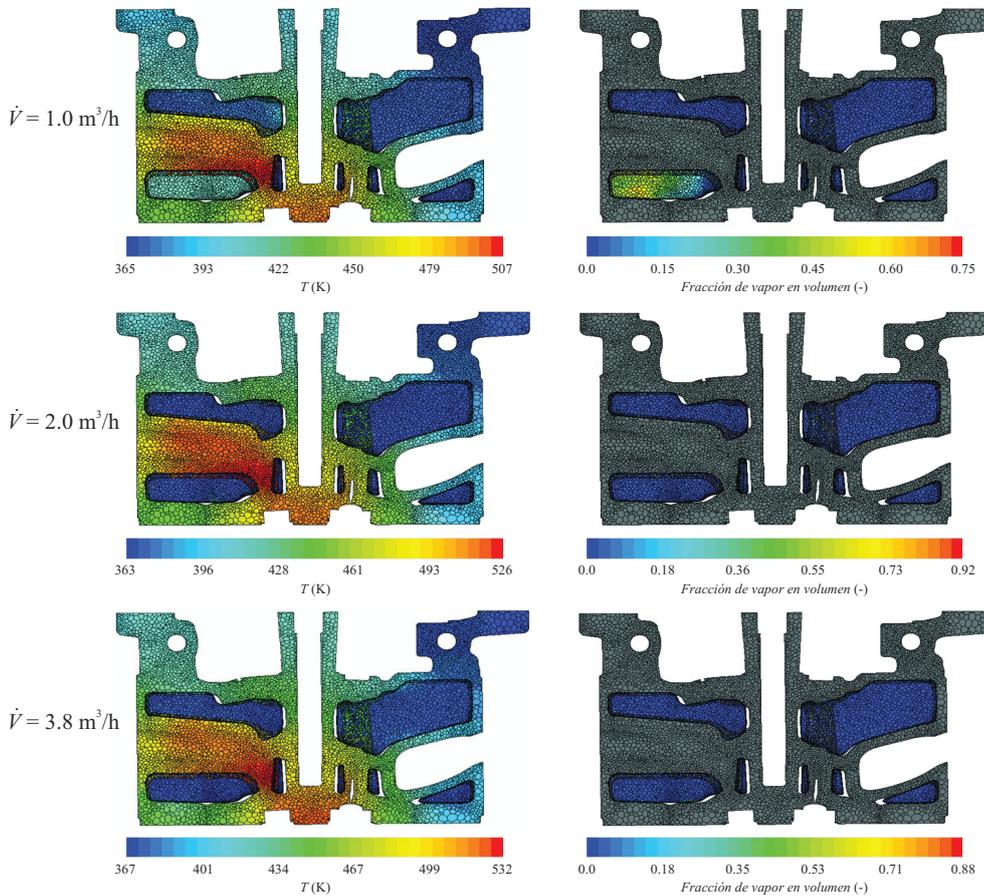


Figura 5.13. Sección transversal A'-A: temperatura (izquierda) y fracción de vapor en volumen (derecha).

nalmente, esto supondría otra ventaja del uso controlado de la ebullición, ya que en tal caso no es preciso considerar velocidades locales tan altas como para que dichos efectos se hagan patentes.

La representación isométrica de las galerías de refrigeración completas que se muestra en la figura 5.17 permite obtener una visión más global de la situación. Puede apreciarse cómo el flujo evaporativo es suprimido progresivamente al aumentar el caudal, quedando confinado a regiones muy limitadas para el mayor caudal considerado. Dichas regiones se corresponden con las zonas de estancamiento comentadas anteriormente en relación con la figura 5.16. Por otra parte, puede observarse que la diferencia de temperatura máxima entre el paredes de las galerías de la culata y

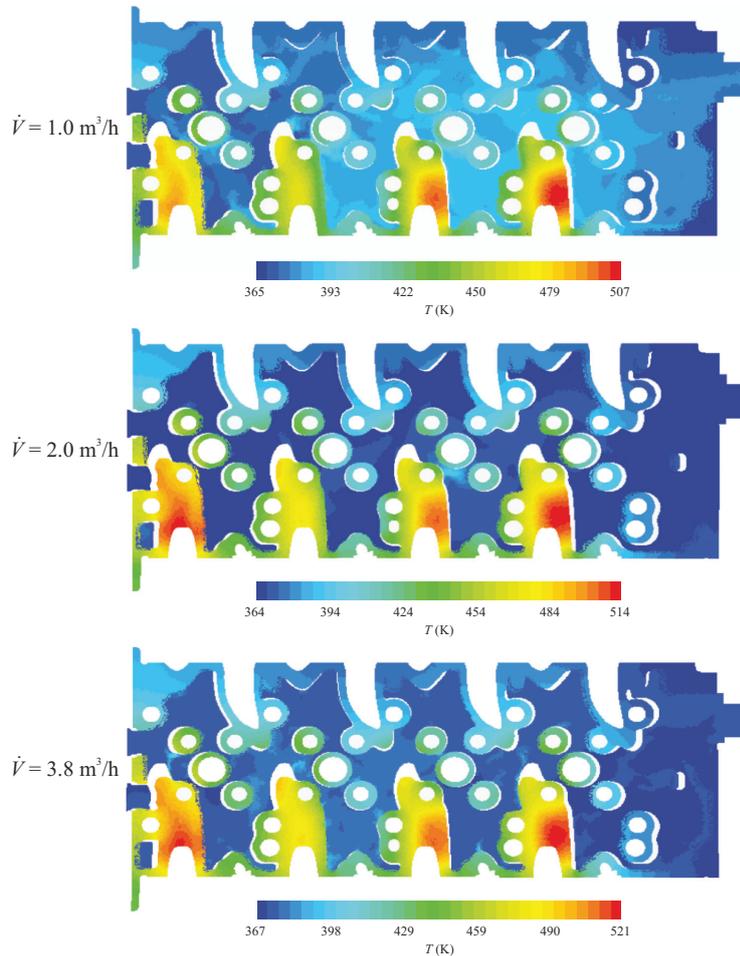


Figura 5.14. Temperatura en la sección longitudinal *b'-b*.

el fluido refrigerante es de alrededor de 113°C , es decir, por debajo del intervalo de sobrecalentamientos en que se puede producir evaporación de transición [40].

Esto confirma que los potenciales beneficios de promover el mayor grado de evaporación posible, dentro de ciertos límites, para obtener una disminución de la temperatura de las paredes sólidas de la culata. Dichos límites vienen impuestos, obviamente, por que sea posible que condense el vapor en el seno del fluido y no se produzca evaporación de película, que como ya se comentó en su momento podría tener consecuencias catastróficas.

Por otra parte, los resultados obtenidos para la fracción de vapor confirman lo acertado de la elección del modelo de fluido equivalente, ya que el modelo de dos

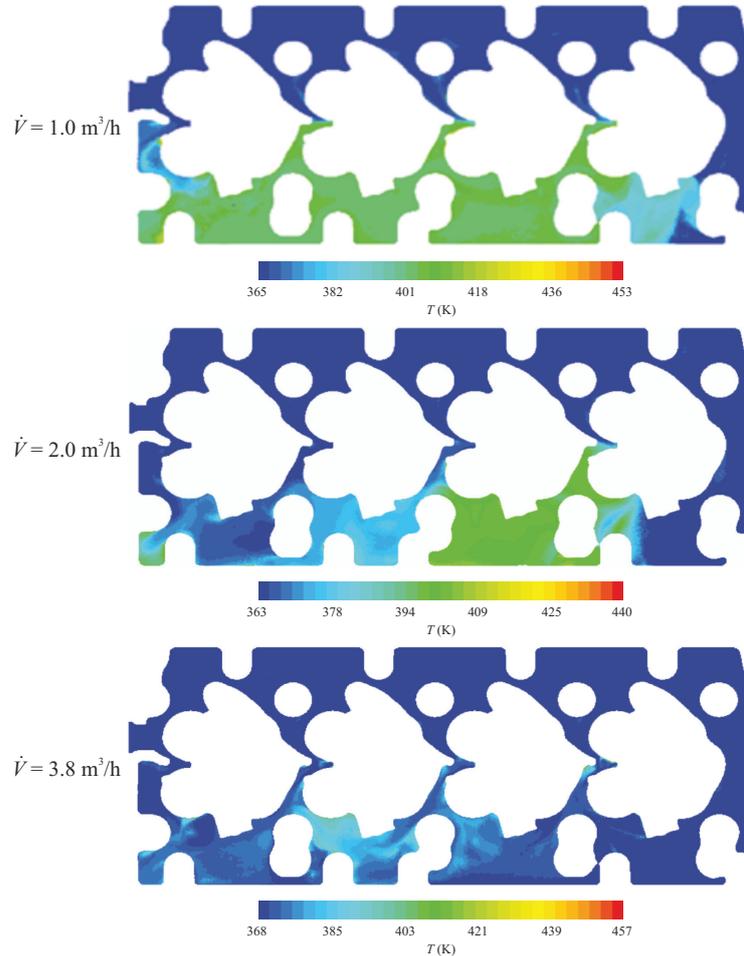


Figura 5.15. Temperatura en la sección longitudinal a'-a.

fluidos sólo ofrece garantías en simulaciones de transferencia de calor por flujo evaporativo en condiciones de baja calidad del vapor [31], y su empleo en condiciones con calidad del vapor superior al 1 % sólo se ha realizado con éxito al emplear una correlación de tipo Chen [29, 41].

Un criterio adicional de validación de la simulación lo proporcionan las distribuciones de temperatura obtenidas en las superficies exteriores de la culata. Mediante la aplicación de un promediado en superficie sobre los valores de las celdas próximas a los puntos de medida se obtuvieron los valores que se muestran en la tabla 5.10. Las temperaturas en la zona de árboles de levas no se incluyen ya que, como se comentó en la sección 5.6, fueron impuestas como condición de contorno al cálculo.

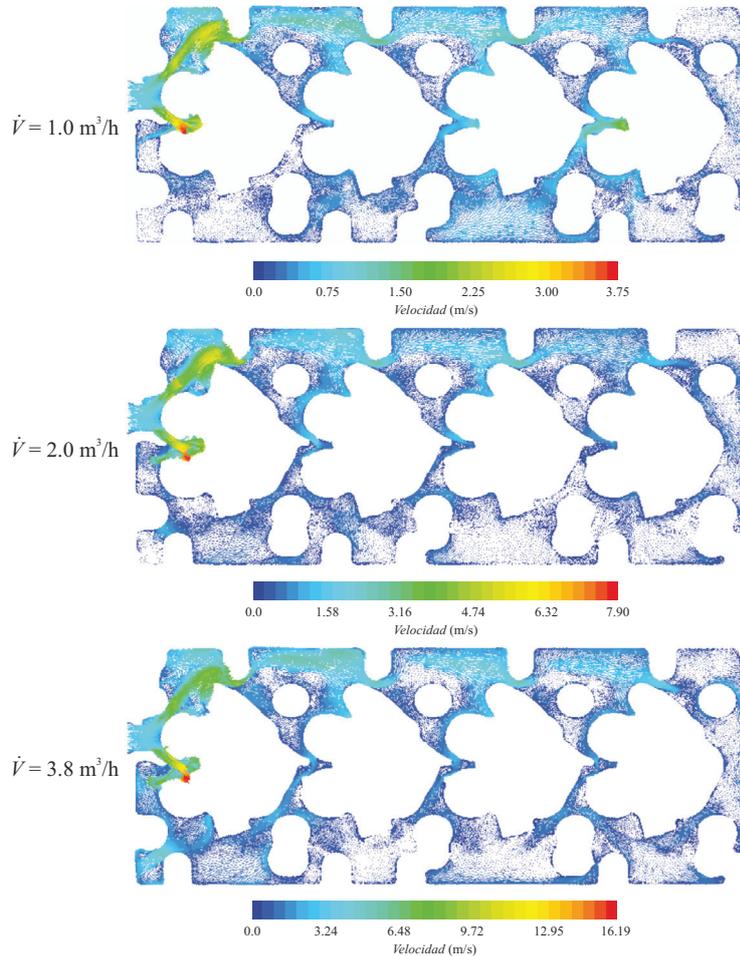


Figura 5.16. Velocidad en la sección longitudinal *a'-a*.

Con respecto a las paredes laterales de la culata, si se comparan dichos resultados con las medidas mostradas en la tabla 5.4 se concluye que la desviación entre las mediciones y las simulaciones es de alrededor del 5.5 %, para el caso de la brida de admisión, y de alrededor del 4 % para la brida de escape, lo que supone una predicción de calidad aceptable, sobre todo teniendo en cuenta la dificultad de reproducir con exactitud las condiciones de contorno convectivas en la superficie del material. En las figuras 5.18 y 5.19 se muestran las distribuciones correspondientes a las bridas de admisión y escape, respectivamente, pudiendo apreciarse, sobre todo en el caso de la brida de admisión, un aumento tanto de la temperatura máxima como de los gradientes de temperatura cuando se incrementa el caudal de refrigerante.

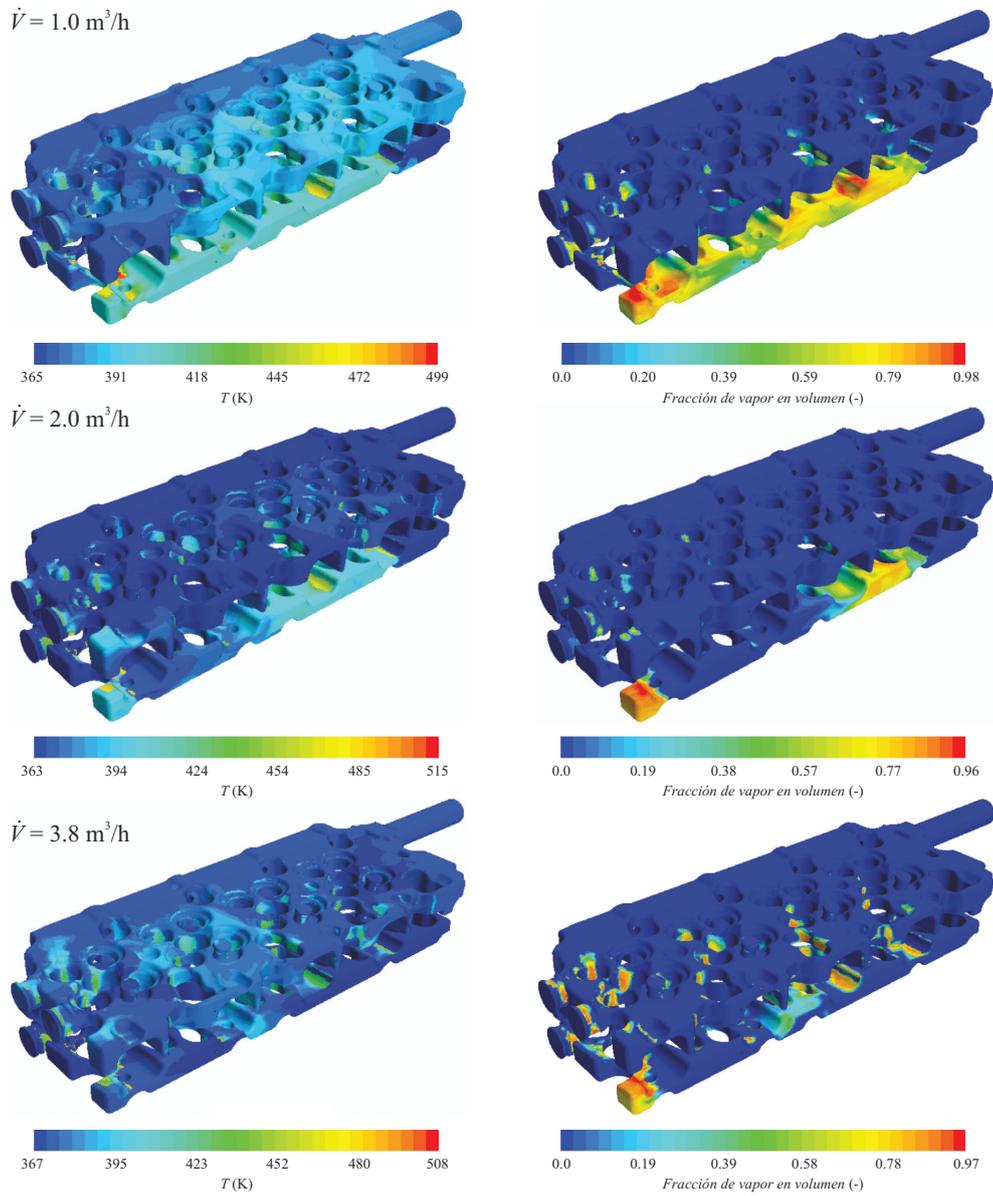
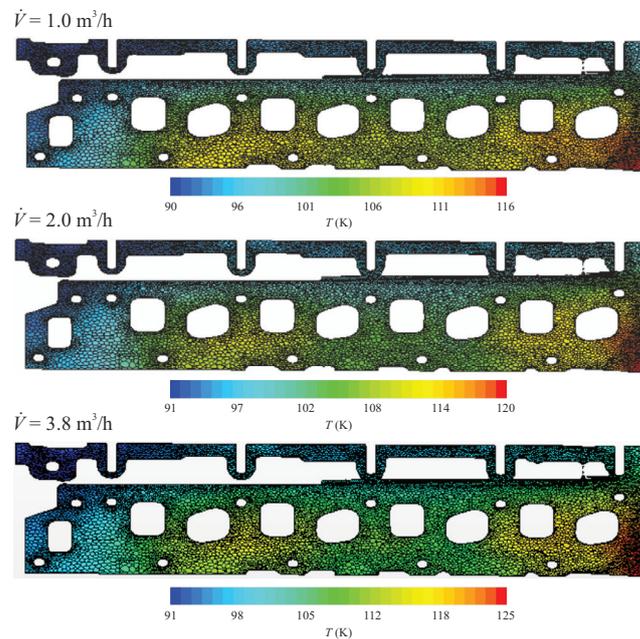


Figura 5.17. Vista isométrica de la temperatura (izquierda) y la fracción de vapor en volumen (derecha) en las galerías de refrigeración.

Tabla 5.10. Datos simulados de temperatura en la culata.

Punto de medida	$\dot{V} =$	Temperaturas (°C)		
		1 m ³ /h	2 m ³ /h	3,8 m ³ /h
Brida de admisión		104.20	100.46	99.70
Brida de escape		159.44	158.14	157.05
Cilindro 1 admisión		194.10	206.16	202.53
Cilindro 2 admisión		172.94	172.62	191.85
Cilindro 3 admisión		172.94	172.62	186.43
Cilindro 4 admisión		172.94	172.62	184.60
Cilindro 1 escape		207.56	217.34	215.35
Cilindro 2 escape		183.02	183.98	180.10
Cilindro 3 escape		172.94	173.80	180.10
Cilindro 4 escape		183.02	183.80	180.15

**Figura 5.18.** Distribución de temperatura superficial en la brida de admisión de la culata.

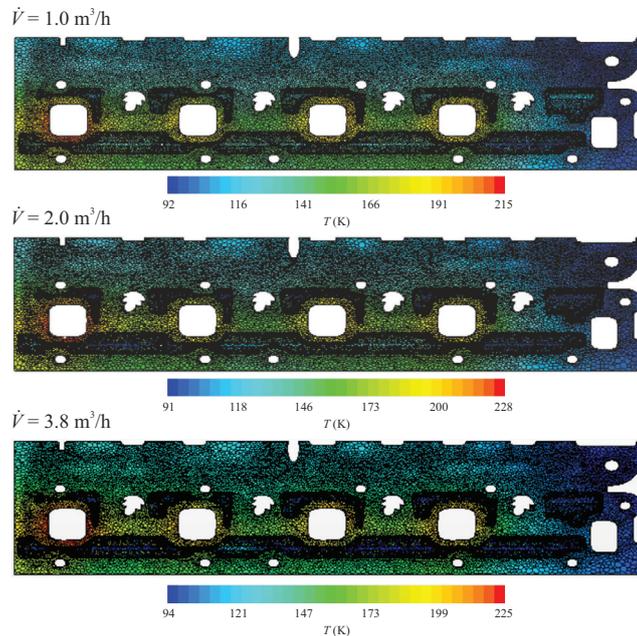


Figura 5.19. Distribución de temperatura superficial en la brida de escape de la culata.

Por el contrario, se aprecian diferencias significativas entre la medida y la simulación para las temperaturas de la zona de los asientos de las válvulas, tanto en admisión como en escape. En la figura 5.20 puede apreciarse de nuevo el incremento de temperatura al aumentar el caudal de refrigerante, pero asimismo un incremento en los gradientes muy superior al constatado en las paredes laterales.

Esto es debido a que en dicha zona de la culata se emplean habitualmente insertos de materiales diferentes al del cuerpo principal de la culata, y cuyas conductividades, según distintos investigadores [11, 42–46], toman valores que van desde 50 W/mK hasta 26.5 W/mK, es decir, entre un 60% y un 70% menores que la del aluminio A319. Al no ser posible obtener los valores precisos para la conductividad de dichos insertos en la culata empleada, se optó por utilizar en dicha zona la misma conductividad que para el resto de la culata. Esta diferencia local en el valor de la conductividad da cuenta de la diferencia de temperatura obtenida, ya que de haberse usado una conductividad menor la temperatura calculada habría sido también menor.

En resumen, y con todas las salvedades que se acaba de comentar, puede afirmarse que los resultados de la simulación demuestran la capacidad del modelo de ebullición empleado para la evaluación y el diseño de las galerías de refrigeración de un motor, con una exactitud suficiente de los resultados y dentro de un tiempo de cálculo razonable (96 horas de simulación por ensayo empleando 24 CPU).

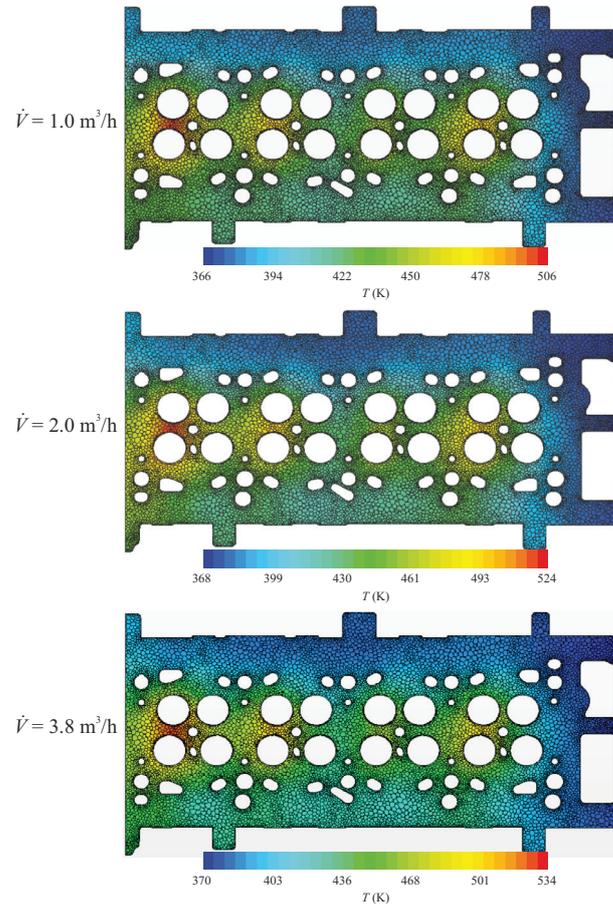


Figura 5.20. Distribución de temperatura en la zona de los asientos de las válvulas (a 3 mm del firedeck..

Por otra parte, se confirma que sólo mediante el uso de un modelo validado puede abordarse tanto el diseño conceptual de las galerías de refrigeración de la culata como su eventual optimización considerando todos los ingredientes relevantes (flujos de calor, temperaturas del material y sus gradientes, caída de presión en el refrigerante, etc.).

Bibliografía

- [1] OKAMOTO, T., KAWAMURA, H., TSUKAMOTO, K., NAGAI, M., UCHIDA, T., MARUYAMA, H. New toyota 4.8l V10 petrol high performance engine for lexus LFA. *SAE Paper 2011-01-2024*, 2011.

-
- [2] FINLAY, I., GALLACHER, G., BIDDULPH, T., MARSHALL, R. The application of precision cooling to the cylinder-head of a small, automotive, petrol engine. *SAE Paper 880263*, 1988.
- [3] WORDEN, J., BURKE, J., COX, T. Development of aluminum cooling system components for a 10.8 liter diesel engine. *SAE Paper 960643*, 1996.
- [4] GREUTER, E., ZIMA, S. *Engine failure analysis*. SAE International, 2012.
- [5] YE, J., COVEY, J., AGNEW, D. Coolant flow optimization in a racing cylinder block and head using CFD analysis and testing. *SAE Paper 2004-01-3542*, 2004.
- [6] COVEY, J., KIZIAH, C., WILSON, S. The optimization of the coolant system flow in a NASCAR winston cup engine. *SAE Paper 983024*, 1998.
- [7] MATSUTANI, T., NAKADA, T., SHINPO, Y., HATANO, M. Water jacket spacer for improvement of cylinder bore temperature distribution. *SAE Paper 2005-01-1156*, 2005.
- [8] ROBINSON, K., HAWLEY, J. G., CAMPBELL, N. A. F. Experimental and modeling aspects of flow boiling heat transfer for application to internal combustion engines. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering* **217**(10): 877–889, 2000.
- [9] XIN, Q. *Diesel engine system design*. Woodhead Publishing, 2011.
- [10] MICHALSKI, L., ECKERSDORF, K., KUCHARSKI, J., MCGHEE, J. *Temperature measurement*. 2nd edition. Wiley, 2001.
- [11] TAKAHASHI, T., KAKIUCHI, A., SATOH, K., SATOH, K., TOMINAGA, K. Development of exhaust valve seat insert material for high performance engines. *SAE Paper 2002-32-1817*, 2002.
- [12] ENGLER-PINTO, C., LASECKI, J., BOILEAU, J., ALLISON, J. A comparative investigation on the high temperature fatigue of three cast aluminum alloys. *SAE Paper 2004-01-1029*, 2004.
- [13] ZHANG, B., ALBERTINAZZI, M., SCOTTI, F., SARIETTO, G., GARRO, M. Tensile properties and residual stresses of a diesel cylinder head in gas9c1 alloy. *SAE Paper 2005-01-1692*, 2005.
- [14] GHASEMI, A. Cylinder head high/low cycle fatigue cae analysis. *SAE Paper 2012-01-1991*, 2012.
- [15] MOLINA, R., AMALBERTO, P., ROSSO, M. Mechanical characterization of aluminium alloys for high temperature applications part1: Al-si-cu alloys. *Metallurgical Science and Technology* **29**(1): 5–15, 2011.
- [16] MOLINA, R., AMALBERTO, P., ROSSO, M. Mechanical characterization of aluminium alloys for high temperature applications part 2: Al-cu, al-mg alloys. *Metallurgical Science and Technology* **29**(2): 5–13, 2011.
- [17] FINLAY, I., GALLACHER, G., BIDDULPH, T., MARSHALL, R. The application of precision cooling to the cylinder head of a small automotive, petrol engine. *SAE Paper 880263*, 1988.

- [18] RAYLEIGH, L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine Series 6* **34**: 94–98, 1917.
- [19] MANASSEH, R., RIBOUX, G., RISSO, F. Sound generation on bubble coalescence following detachment. *International Journal of Multiphase Flow* **34**(10): 938–949, 2008.
- [20] AJOTIKAR, N., EGGART, B., MIERS, S. A. Nucleate boiling identification and utilization for improved internal combustion engine efficiency. In *Proc. ASME Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference*, 949–958. 2010.
- [21] NEMATOLLAHI, M. R. Evaluation of exerting force on the heating surface due to bubble ebullition in subcooled flow boiling. *Proceedings of World Academy of Science: Engineering & Technology* **2**(5): 365–372, 2008.
- [22] VAZQUEZ, A., SANCHEZ, R. M., SALINAS-RODRIGUEZ, E., SORIA, A., MANASSEH, R. A look at three measurement techniques for bubble size determination. *Experimental Thermal and Fluid Science* **30**(1): 49–57, 2005.
- [23] FONTANESI, S., CARPENTIERO, D., MALAGUTI, S., GIACOPINI, M., MARGINI, S., ARNONE, L. A new decoupled CFD and FEM methodology for the fatigue strength assessment of an engine head. *SAE Paper 2008-01-0972*, 2008.
- [24] NUUTINEN, M., KAAARIO, O., LARMI, M. Conjugate heat transfer in CI engine CFD simulations. *SAE Paper 2008-01-0973*, 2008.
- [25] FONTANESI, S., CICALESE, G., GIACOPINI, M. Multiphase CFD - CHT analysis and optimization of the cooling jacket in a v6 diesel engine. *SAE Paper 2010-01-2096*, 2010.
- [26] FONTANESI, S., CICALESE, G., D'ADAMO, A., PIVETTI, G. Validation of a CFD methodology for the analysis of conjugate heat transfer in a high performance SI engine. *SAE Paper 2011-24-0132*, 2011.
- [27] BAI, M., XU, Z., LV, J. Application of nanofluids in engine cooling system. *SAE Paper 2008-01-1821*, 2008.
- [28] BO, T. CFD homogeneous mixing flow modelling to simulate subcooled nucleate boiling flow. *SAE Paper 2004-01-1512*, 2004.
- [29] PUNEKAR, H., DAS, S. Numerical simulation of subcooled nucleate boiling in cooling jacket of I.C. engine. *SAE Paper 2013-01-1651*, 2013.
- [30] PIORO, I. L. Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **42**(11): 2003–2013, 1998.
- [31] *STAR-CCM+ v8.02. User Guide*. CD-Adapco.
- [32] ASHRAE. *AHSRAE Handbook: Refrigeration systems and applications*. ASHRAE, 1990.
- [33] POLING, B. E., PRAUSNITZ, J. M., O'CONNELL, J. *The Properties of gases and liquids*. 5th edition. McGraw-Hill, 2000.
- [34] CENGEL, Y. A., CIMBALA, M. J. *Fluid mechanics: fundamentals and applications*. McGraw-Hill, 2007.

- [35] BAKHTIYAROV, S. I., OVERFELT, R. A., TEODORESCU, S. Electrical and thermal conductivity of a319 and a356 aluminum alloys. *Journal of Materials Science* **36**(19): 4643–4648, 2001.
- [36] YING, A., ZHANG, H. G., YOUCHISON, D. L., ULRICKSON, M. A. 3D CFD analysis of subcooled flow boiling heat transfer with hypervapotron configurations for ITER first wall designs. *Fusion Engineering and Design* **85**(7-9): 1348–1353, 2010.
- [37] DOMALAPALLY, P., RIZZO, E., RICHARD, L. S., SUBBA, F., ZANINO, R. CFD analysis of flow boiling in the ITER first wall. *Fusion Engineering and Design* **87**: 556–560, 2012.
- [38] DONG, F., FAN, Q., CAI, Y., JIANG, S., GUO, C., NORIHIKO, W., LEE, W. T. Numerical simulation of boiling heat transfer in water jacket of di engine. *SAE Paper 2010-01-0262*, 2010.
- [39] LI, G. X., FU, S., LIU, Y., LIU, S. Z., Y. AND BAI, CHENG, L. A homogeneous flow model for boiling heat transfer calculation based on single phase flow. *Energy Conversion and Management* **50**(7): 1862–1868, 2009.
- [40] INCROPERA, F., DEWITT, D. P., BERGMAN, T. L., LAVINE, A. *Foundations of heat transfer*. 6th edition. Wiley, 2012.
- [41] JAFARABADI, M., CHAMANI, H., MALAKIZADI, S. A., A. AND JAZAYERI. A fast coupled CFD-thermal analysis of a heavy duty diesel engine water cooling system. *ASME 2008 International Mechanical Engineering Congress and Exposition* **10**: 663–670, 2008.
- [42] NAKATA, T., HAYASAKA, T., ENDOH, H., MIYAMOTO, O. Sintered materials with new concept for valve seats - with and without cobalt. *SAE Paper 810237*, 1981.
- [43] LANE, M., SMITH, P. Developments in sintered valve seat inserts. *SAE Paper 820233*, 1982.
- [44] FUJIKI, A., KANO, M. New PM valve seat insert materials for high performance engines. *SAE Paper 920570*, 1992.
- [45] MANTHEY, C., MEZZARANO, A., KOLKEMO, A. Exhaust valve & valve seat insert - development for an industrial lpg application. *SAE International Journal of Commercial Vehicles* **2**(2): 1–11, 2010.
- [46] MACIEJEWSKI, G., MRÓZ, Z. Optimization of functionally gradient materials in valve design under cyclic thermal and mechanical loading. *Computer Assisted Methods in Engineering and Science* **20**(2): 99–112, 2013.

Capítulo 6

Conclusiones y trabajos futuros

Índice

6.1. Principales aportaciones y conclusiones	153
6.2. Trabajos futuros	162

6.1. Principales aportaciones y conclusiones

A lo largo de la presente tesis doctoral se ha llevado a cabo un análisis del proceso de transferencia de calor evaporativa en sistemas de refrigeración de motores de combustión interna alternativos. La realización de este trabajo vino justificada por el incremento en las cargas térmicas asociado con la actual tendencia a reducir el tamaño de los motores pero conservando su potencia, ya que dicho incremento favorece que se den localmente las condiciones necesarias para que se produzca la evaporación.

Se planteó, pues, la necesidad de conocer y caracterizar el fenómeno adecuadamente para poder controlarlo, en primer lugar para evitar su aparición indeseada, que puede dañar seriamente al motor, y en segundo lugar para abrir la posibilidad de aprovechar las ventajas que implica el incremento de la tasa de transferencia de vapor, y la consiguiente reducción de la potencia de accionamiento de la bomba de refrigerante para un flujo dado de calor a evacuar, obtenible por comparación con la convección monofásica. Ambos objetivos (garantizar la supervivencia del motor y mejorar la transferencia de calor) son alcanzables si el régimen de ebullición se mantiene acotado dentro de la ebullición nucleada con subenfriamiento del fluido refrigerante.

Como tarea previa, se realizó una revisión del estado del conocimiento sobre la transferencia de calor evaporativa, a partir de la cual se ha tratado de ofrecer, en el capítulo 2, una base suficiente para sustentar los trabajos realizados y permitir el análisis y la evaluación de los resultados obtenidos. Las principales conclusiones obtenidas de dicha revisión pueden resumirse como sigue:

- Así como en el caso de la convección monofásica existe un consenso claro sobre qué factores influyen en el proceso, y sobre la forma genérica de las correlaciones que los pueden describir cuantitativamente, en el caso de la transferencia de calor con cambio de fase existe una gran disparidad de aproximaciones, con numerosas correlaciones adaptadas a condiciones de flujo, características de la superficie y naturaleza del fluido particulares, a pesar de ser un campo de investigación activo por más de 50 años. Ello se justifica por la complejidad intrínseca del proceso, que involucra fenómenos de generación, evolución, crecimiento, desprendimiento y colapso de burbujas, fenómenos que a su vez modifican las condiciones de flujo locales en la capa límite. No es por tanto de extrañar que no exista una teoría universalmente aceptada, tanto más cuanto que muchos de esos fenómenos no son fácilmente accesibles a la experimentación, y los métodos computacionales basados en primeros principios, que podrían arrojar alguna luz sobre los detalles a que se ha hecho referencia, no han alcanzado la suficiente madurez.
- Aun con estas limitaciones de partida, se han analizado las contribuciones más relevantes en lo que se refiere a la evaporación flujo, que pueden agruparse en tres líneas principales: el desarrollo de correlaciones para la predicción del flujo total de calor, el desarrollo de correlaciones para el reparto de los flujos de calor entre fases, y el desarrollo de modelos mecanicistas basados en dinámica de burbujas. Las correlaciones para el reparto de flujos son de interés únicamente cuando el propio flujo de calor es un dato del problema, por lo que el análisis presentado se centró en los otros dos aspectos.
- En relación a las correlaciones para el flujo total de calor, pueden distinguirse dos aproximaciones básicas: la superposición de los efectos de la convección y la ebullición, y la descripción separada del proceso global para distintos regímenes de flujo evaporativo. Los métodos basados en la superposición presentan la ventaja de que pueden plantearse en términos de correcciones a correlaciones más o menos bien establecidas: una corrección a la convección pura (factor de mejora) para tener en cuenta el efecto de la presencia de las burbujas, y una corrección a la ebullición en piscina para dar cuenta del efecto del flujo sobre la formación y evolución de las burbujas (factor de supresión). De hecho, si bien ambas ideas han tenido aplicación en el caso de los motores,

los métodos de superposición son claramente predominantes, al menos en las aproximaciones globales al problema. Los métodos de descripción separada se prestan más a su inclusión en modelos computacionales, pero en general se prefieren otras aproximaciones que se comentarán más adelante. En cualquier caso, cualquiera de estos enfoques es esencialmente empírico.

- Con respecto a los modelos mecanicistas, existe en este caso un cierto consenso acerca de los ingredientes que deben considerarse en su desarrollo, si bien existen ciertas diferencias en los detalles. En general, estos modelos tienen un alcance predictivo limitado, ya que descansan en aproximaciones básicamente fenomenológicas que requieren a su vez de información empírica. Sin embargo, son capaces de proporcionar información, siquiera aproximada, sobre los tamaños típicos de las burbujas, y buena parte de los submodelos empleados están en la base de una posible aproximación computacional al problema. Por tanto, se consideró conveniente, para disponer de criterios adicionales de evaluación del trabajo experimental previsto, realizar el ejercicio de desarrollar uno de estos modelos, lo que además, como se comentará más adelante, permitió confirmar la interpretación del factor de supresión en términos de las características del desprendimiento de las burbujas.

Una vez identificados los aspectos básicos del problema y las aproximaciones más relevantes al mismo, se planteó el diseño y la construcción de una instalación experimental que permitiera el análisis de los procesos básicos en condiciones lo más próximas posibles a las condiciones de flujos de fluido y temperaturas que existen en las galerías de refrigeración de un motor, pero con un buen control de todas las variables y suficiente accesibilidad a la medida (posibilidad de medir flujos de calor y de constatar visualmente la aparición del fenómeno de la ebullición) y sin las dificultades inherentes a la complejidad geométrica de una culata real. En esta instalación se realizaron medidas en un intervalo suficientemente amplio y representativo de temperaturas de entrada del refrigerante, temperaturas de pared y velocidades del flujo, con especial atención a las velocidades más bajas, para las que la información experimental disponible es escasa.

Para poder analizar los resultados, se desarrolló una primera correlación de referencia, basada en el modelo de superposición de Chen con algunas aportaciones en lo que respecta al factor de mejora, y se implementó asimismo una correlación del tipo Gungor-Winterton como criterio adicional. Las principales conclusiones alcanzadas como resultado del análisis realizado fueron las siguientes:

- Los resultados experimentales se describen, en general, de forma adecuada mediante la primera correlación de referencia, mientras que los resultados arrojados por la correlación auxiliar son considerablemente erráticos, tanto en los

valores como en las tendencias. Este resultado viene a justificar la preferencia de la mayoría de investigadores por la correlación de Chen, aunque no deja de sorprender que una expresión obtenida para flujo saturado en conductos verticales describa un problema de flujo subenfriado en un conducto horizontal mejor que una correlación expresamente desarrollada para flujo subenfriado como la de Gungor-Winterton. Ello viene a confirmar la afirmación hecha anteriormente acerca de la dependencia de la validez de todas estas correlaciones con las condiciones particulares en que han sido obtenidas, incluyendo el fluido y el material de la superficie.

- Aun siendo aceptables los resultados obtenidos, un análisis más detallado reveló que el acuerdo obtenido era mejor para temperaturas de pared por debajo de los 135 °C, mientras que para temperaturas mayores aparecían discrepancias notables en los flujos de calor medidos y los predichos por la correlación, sobre todo para el caso de la mayor temperatura de refrigerante considerada. Tomando como hipótesis que el origen de las desviaciones observadas estaba en la expresión utilizada para el factor de supresión, se realizó un análisis de regresión que indicó una influencia significativa del número de Prandtl sobre el factor de supresión. La incorporación en el modelo de una primera estimación de esa influencia produjo una notable mejora en su acuerdo con los datos experimentales, lo que sugiere que un modelo aditivo modificado siguiendo esta idea puede ser útil en la práctica. De hecho, la mejora obtenida es significativa cuando el objetivo es predecir el flujo de calor, como es el caso en este trabajo, ya que debido a la forma de la dependencia del flujo de calor con la temperatura de pared, los errores que se cometen al estimar la temperatura de pared para un flujo dado quedan virtualmente dentro del error experimental.

En paralelo a los estudios sobre la predicción de flujos de calor que se acaban de comentar, se empleó una cámara de alta velocidad para adquirir imágenes de las burbujas desprendidas en algunas de las condiciones experimentales consideradas, y se caracterizó la microestructura de la superficie de calentamiento, con el fin de comprobar la plausibilidad de los resultados y analizar la eventual relación entre las características de la superficie y la distribución resultante de los tamaños de burbuja. Estos resultados experimentales fueron analizados sobre la base del modelo mecanicista de formación y evolución de burbujas desarrollado en el capítulo 2. Los principales aspectos a comentar acerca de este estudio fueron los siguientes:

- Como ya se ha comentado, un modelo como el desarrollado es extremadamente sensible a los valores elegidos para las constantes de crecimiento de las burbujas. Dada la gran dispersión de los valores propuestos en la literatura, se reveló necesario encontrar un procedimiento para estimar dichas constantes a

partir de los datos experimentales disponibles. Esto no supone un inconveniente serio si se dispone de medidas del radio de salida (al inicio del deslizamiento) y del radio de desprendimiento, ya que entonces es posible en principio ajustar ambas constantes. Sin embargo, la configuración experimental empleada únicamente permitió determinar el radio de las burbujas una vez desprendidas; este radio, a la vista de la evolución observada en burbujas individuales, puede considerarse un estimador razonable del radio de desprendimiento, pero no se disponía de dato alguno sobre el radio de salida, por lo que fue preciso hallar una alternativa.

- Dicha alternativa consistió en suponer que la relación entre los radio de salida y de desprendimiento viene dada precisamente por el factor de supresión que afecta al término evaporativo en la correlaciones basadas en la superposición. Puesto que dicho factor había sido objeto de estudio detallado en los trabajos descritos en el capítulo 3, esta suposición permitió hacer uso de información empírica relevante para el problema considerado, además de poseer el atractivo adicional de establecer una relación entre las correlaciones empíricas y los modelos mecanicistas. Con dicha hipótesis, fue posible cerrar las ecuaciones del modelo y estimar el valor de las constantes de ajuste. Los resultados obtenidos muestran un acuerdo aceptable con los radios promedio obtenidos de las imágenes para distintos caudales y presiones del refrigerante, y distintas temperaturas de pared, y exhiben tendencias consistentes cuando se cambian dichas condiciones.
- Finalmente, se estudió la posibilidad de complementar la imagen proporcionada por el modelo con alguna estimación de la distribución de tamaños de burbujas. La evaluación estadística de los datos, realizada siguiendo las líneas indicadas por otros trabajos, y asumiendo una función distribución de probabilidad normal, mostró un coeficiente de correlación de 94 %, pero quedando un gran número de puntos experimentales fuera de la distribución. Como parece intuitivamente razonable que tal comportamiento pudiera estar relacionado con el efecto del proceso de extrusión en las características superficiales del material del calentador, se analizó asimismo la distribución de tamaños de los posibles sitios de nucleación a partir de la caracterización de la microestructura de la superficie. Si bien el valor medio de esta distribución se mostró consistente con los valores del diámetro de salida obtenidos del modelo, la distribución misma (que resultó esencialmente una normal) no aportó ningún criterio adicional para obtener una distribución más ajustada de los tamaños de burbujas. Ello poner de manifiesto una vez más la complejidad del proceso, que hace que la influencia de las características de la superficie no se manifieste en un resultado final que sólo admite una descripción estocástica.

Aparte del interés en sí misma de la información obtenida de este trabajo experimental en conducto simple, ya se ha comentado que un objetivo primordial de dicho trabajo era disponer de datos fiables para la evaluación de modelos numéricos para el cálculo del flujo y la transferencia de calor, en un caso libre de las complejidades geométricas de una culata real. Tras revisar el estado del conocimiento sobre el modelado multidimensional de los sistemas de refrigeración, los dos modelos finalmente considerados fueron un modelo de fluido equivalente y un modelo euleriano de dos fluidos, ambos disponibles en el código comercial STAR-CCM+. Los modelos de fluido equivalente son los que han recibido mayor atención en las aplicaciones a refrigeración de motores, mientras que el uso de modelos de dos fluidos es sólo incipiente en esta aplicación. Como resultado del trabajo realizado se pueden citar los siguientes aspectos:

- El tratamiento de la contribución de la ebullición requiere, en los dos modelos, del ajuste de sendos parámetros empíricos, ajuste cuya calidad determina totalmente la calidad de los resultados obtenidos. En el caso del modelo de fluido equivalente, el parámetro a ajustar es una constante arbitraria de la correlación de Rohsenow, que es la empleada en la implementación considerada. En el caso, del modelo euleriano de dos fluidos, el parámetro de ajuste es la densidad superficial de sitios de nucleación lo que, de entrada, resulta más atractivo si se tiene en cuenta que, en definitiva, la cantidad de vapor generada y la transferencia de calor asociada depende del número de sitios de nucleación activos. Ambos parámetros fueron obtenidos a partir de los datos experimentales descritos en el capítulo 3.
- Con respecto al parámetro de ajuste del modelo de fluido equivalente, se obtuvo una variación considerable de su valor y, si bien se apreció una influencia relativamente clara de la temperatura de entrada, no fue posible identificar ninguna influencia clara de la velocidad y de la temperatura de la superficie, lo que supone un serio inconveniente para la calibración del modelo. Tras considerar otras opciones propuestas en la literatura, se decidió emplear en cada caso el valor obtenido de las medidas, con el fin de garantizar los mejores resultados posibles y disponer así de una referencia adecuada para evaluar los resultados del modelo de dos fluidos.
- Respecto de la densidad superficial de sitios de nucleación, se halló que la única variable que tiene una influencia significativa sobre ella es la velocidad del flujo. Los resultados obtenidos indican que el número de sitios activos de nucleación disminuye con la velocidad, lo que fácilmente interpretable en términos de la tendencia que presenta el factor de supresión con la velocidad, lo que sugiere la posibilidad de ajustar el parámetro únicamente para un valor de la

velocidad, y corregirlo para los otros si se dispone de información suficiente sobre el factor de supresión (recuérdese que, además, se ha evidenciado en este trabajo que el factor de supresión puede estimarse en términos de variable puramente locales si se dispone de un modelo mecanicista ajustado para la formación de las burbujas). Los valores obtenidos tienen, además, un orden de magnitud consistente con la densidad de sitios de nucleación estimada para la misma superficie a partir de su imagen topográfica.

- Los resultados obtenidos indican que, si bien ambos modelos presentan una concordancia aceptable con las medidas en términos de los flujos de calor predichos, el método de dos fluidos considerado proporciona una descripción más completa del problema, proporcionando unas distribuciones de temperatura más verosímiles, y además con un número significativamente menor de iteraciones. Estos aspectos, junto con el hecho de que la calibración del modelo es más robusta y está mejor fundamentada físicamente, pueden ser de especial importancia en la posible extensión del uso de los modelos de dos fluidos a geometrías realistas de galerías de refrigeración. Debe tenerse en cuenta, sin embargo, que este enfoque, tal como está implementado en el código empleado, es válido con la suficiente garantía si la fracción global de vapor es inferior al 1 %, por lo que resulta necesario garantizar que la ebullición sólo se produce en condiciones de flujo subenfriado.
- Como consecuencia de lo anterior, se ha planteado la posibilidad de emplear una metodología de cálculo que hiciera uso de ambas aproximaciones computacionales en distintas fases del estudio: en una primera fase, se podría emplear un modelo de fluido equivalente para conseguir un diseño inicial del sistema de refrigeración que mantuviera en todo momento las condiciones de flujo subenfriado, mientras que en una segunda fase se utilizaría un modelo de dos fluidos para refinar el diseño y obtener una mejor estimación de los flujos reales y de su distribución espacial y temporal.

Como última etapa del trabajo previsto, se consideró una aplicación a geometría real de culata, sobre todo con el fin de explorar la aplicabilidad de los modelos computacionales al problema complejo del diseño y la evaluación de galerías de refrigeración. En vista de la experiencia adquirida durante el trabajo sobre el conducto simple, resultó evidente la necesidad de disponer de la mayor cantidad posible de datos experimentales, si bien no cabía esperar en este caso obtener una información con la calidad y el detalle de la obtenida previamente. Asimismo, y de acuerdo con lo expresado en el último punto, se restringió el análisis al caso de un modelo de fluido equivalente, dada la imposibilidad a priori de garantizar, para las condiciones experimentales consideradas, que toda la ebullición se diera en condiciones de subenfriamiento, por

lo que el estudio quedó acotado a la primera fase de la metodología propuesta. Los principales resultados y conclusiones de las medidas realizadas en esta última parte de trabajo pueden resumirse como sigue:

- Se llevó a cabo una revisión sobre los criterios básicos a tener en cuenta en el diseño de una culata, con especial atención a los problemas de tensiones térmicas impuestos en ocasiones por el gran número de condicionantes a tener en cuenta además de la propia refrigeración (lubricación, resistencia al auto-encendido en motores de encendido provocado, etc.). En este aspecto, se puso de manifiesto la importancia de una adecuada elección del material empleado e incluso la aplicación selectiva de distintos materiales que, como se comenta más adelante, tuvo una clara influencia sobre los resultados obtenidos.
- Se procedió a modificar la instalación experimental para incluir la culata real en lugar del conducto simple. La principal diferencia con aquel caso vino dada por las limitaciones a la hora de determinar los flujos térmicos, ya que no es posible en una geometría tan compleja conseguir las condiciones necesarias para una medida local de flujos de calor. Se optó, por tanto, por medir cuantas temperaturas fue posible sin llevar a cabo acciones excesivamente intrusivas y, en cualquier caso, evitando cualquier modificación en la geometría de las galerías. Asimismo, la inevitable falta de acceso óptico impidió constatar de forma directa la existencia o no de evaporación.
- Para solventar este último aspecto, y dada la importancia para el trabajo realizado de disponer de alguna evidencia de la existencia de evaporación, se puso a punto una técnica no invasiva basada en el análisis del espectro de vibración del bloque. En particular, se estudió la diferencia entre las vibraciones adquiridas cuando el refrigerante y el aceite térmico empleado para calentar el metal se encontraban a la misma temperatura (ruido de fondo debido al accionamiento de los dispositivos mecánicos) y las registradas con el metal a una temperatura mayor que la de saturación. Los resultados pusieron en evidencia la existencia de ebullición, con un patrón que disminuye en importancia y se desplaza hacia frecuencias más altas al aumentar el caudal de refrigerante, lo que es plenamente consistente con el comportamiento esperado.
- Respecto de los resultados globales de variación de la temperatura del fluido a su paso por la culata, se observó que su incremento disminuye monótonamente al aumentar el caudal de refrigerante, por lo que el flujo de calor no aumenta de forma monótona, sino que primero disminuye para después volver a aumentar, cuando pesa más en el resultado el caudal que el salto de temperatura. Esto pone de manifiesto un cambio de mecanismo de transferencia de calor, dominado por la evaporación a caudales bajos y por la convección pura a caudales altos,

de acuerdo con el efecto supresor del flujo sobre la evaporación, y en perfecta concordancia con el diagnóstico obtenido a través del análisis de vibraciones. Otro aspecto fundamental es la pérdida global de presión, cuya adecuada reproducción es un requisito necesario para la fiabilidad de los resultados de una simulación en presencia de ebullición. Los resultados obtenidos presentaron una dependencia de tipo potencial con el caudal, resultando un exponente próximo al correspondiente a un flujo turbulento totalmente desarrollado.

Respecto del trabajo computacional sobre geometría real, que como se ha comentado se restringió al uso de un modelo de fluido equivalente, los principales resultados y conclusiones fueron los siguientes:

- A pesar del incremento esperable en la carga computacional, y en virtud de sus ventajas, se optó por realizar un cálculo conjugado, es decir, por resolver simultáneamente el campo de flujo y temperatura en el refrigerante, la transferencia de calor por convección entre el fluido y las paredes de las galerías, y la transferencia de calor por conducción en las partes sólidas. Cualquier aproximación desacoplada al problema requiere, para tener un mínimo de fiabilidad, un exceso de información experimental detallada difícilmente accesible. El coste computacional final fue de 96 horas de simulación por caso empleando 24 CPU.
- Dadas las diferencias en la geometría y la naturaleza de las superficies de intercambio, no fue posible calibrar el modelo de acuerdo con los resultados obtenidos en el conducto simple. Por ello, se optó por modificar ligeramente el valor de la constante en la ecuación de Rohsenow con respecto a su valor por defecto, con el fin de mejorar el acuerdo con los resultados experimentales. Los valores finalmente empleados revelaron una cierta influencia del caudal de refrigerante, pero en mucha menor medida que en el conducto simple.
- La simulación realizada dio cuenta adecuadamente de la caída de presión a través de la culata, con lo que en principio puede esperarse una descripción correcta de la existencia de evaporación. Por lo que respecta a los valores de la temperatura de salida, se obtuvieron errores absolutos pequeños, pero que pueden conducir a errores porcentualmente no despreciables en el salto de temperaturas. En cuanto a los valores para el flujo de calor removido por el refrigerante se obtuvieron errores menores del 3 %, errores que son totalmente aceptables de cara a la validación de la simulación realizada, en vista de los resultados hallados en la literatura.
- Respecto de los resultados detallados de la simulación en términos de campos de flujo y de temperatura, resultan de especial interés los resultados relativos

a la fracción de vapor y a las temperaturas de las partes sólidas. En el primero caso, los valores hallados indicaron lo acertado de haber limitado inicialmente el trabajo al uso del modelo de fluido equivalente, ya que localmente se supera el límite aconsejado para la implementación particular del modelo de dos fluidos disponible en STAR-CCM+. En el segundo caso, se apreció una diferencia significativa entre las temperaturas medidas y las simuladas en la zona próxima a los asientos de válvula, que puso de manifiesto la presencia de insertos de una aleación distinta, y la importancia de emplear un valor adecuado de la conductividad térmica para dichos insertos.

- Como apreciación global, puede afirmarse que los resultados de la simulación demuestran la capacidad del modelo de ebullición empleado para la evaluación y el diseño de las galerías de refrigeración de un motor, con unos resultados razonablemente exactos y un coste computacional asumible.

6.2. Trabajos futuros

A partir de los resultados obtenidos, y de acuerdo con las conclusiones obtenidas del trabajo, se abren posibles nuevas vías de investigación de carácter científico y tecnológico relacionadas con el flujo evaporativo y su papel en la refrigeración de motores.

En cuanto a posibles trabajos de carácter más básico sobre el fenómeno del flujo evaporativo, se pueden citar:

- Una de las aportaciones del presente trabajo a nivel básico ha sido la identificación de una dependencia significativa del factor de supresión con el número de Prandtl. Una extensión natural de dicha aportación sería la realización de un plan experimental a propósito para explorar con mayor profundidad dicha dependencia y establecer claramente su alcance y significación.
- Otra aportación básica de relevancia ha sido la confirmación de la relación entre el factor de supresión, la relación entre el diámetro de salida y el diámetro de desprendimiento de las burbujas, y la densidad superficial de sitios de nucleación activos. A este respecto, es razonable pensar en la explotación de esta relación para mejorar las prestaciones, en el caso del conducto simple, de los dos modelos computacionales empleados:
 - En el caso del modelo de fluido equivalente, se podría plantear la sustitución de la ecuación de Rohsenow por una correlación del tipo Chen como la desarrollada en este trabajo, pero haciendo uso del modelo mecanicista

asimismo desarrollado para estimar de forma local el factor de supresión. Por supuesto, en una etapa intermedia se podría considerar la expresión del factor de supresión obtenida experimentalmente.

- En el caso del modelo euleriano de dos fluidos, y profundizando en una idea que ya se ha sugerido más arriba, podría estudiarse la viabilidad de emplear el factor de supresión para determinar la dependencia de la densidad superficial de sitios de nucleación activos con las condiciones locales del flujo, proporcionando así un procedimiento de calibración del modelo mejor sustentado físicamente.

Como trabajos futuros de carácter más aplicado, cabe considerar los siguientes:

- La explotación de las capacidades recientemente incorporadas al código empleado, que permiten un uso menos restringido de los modelos de dos fluidos, para evaluar la calidad de sus resultados por comparación con los presentados en la presente tesis.
- La aplicación completa de la metodología computacional propuesta, que requeriría de la modificación paramétrica de la geometría de las galerías con el fin de hallar configuraciones en que el flujo evaporativo se dé siempre en condiciones globales de subenfriamiento, siempre en el marco de un modelo de fluido equivalente, y la posterior evaluación y refinamiento del diseño haciendo uso de un modelo de dos fluidos.
- La aplicación a geometrías reales de las eventuales mejoras identificadas en los posibles trabajos futuros relativos al conducto simple a que se acaba de hacer mención.

Índice Bibliográfico

- STAR-CCM+ v8.02. User Guide.*
CD-Adapco. (citado en pp. 93, 137, 143)
- AJOTIKAR N., EGGART B.J., MIERS S. A.
Nucleate boiling identification and utilization for improved internal combustion engine efficiency.
In *Proc. ASME Internal Combustion Engine Division Fall Technical Conference*, pp. 949–958. 2010. (citado en pp. 11, 128)
- ALKIDAS A.C.
Combustion advancements in gasoline engines.
Energy Conversion and Management, vol. 48 n° 11, pp. 2751–27610, 2007. (citado en p. 4)
- ALLEN D., LASECKI M.
Thermal management evolution and controlled coolant flow.
SAE Paper 2001-01-1732, 2001. (citado en p. 5)
- AP N., GOLM N.
New concept of engine cooling system (NewCool).
SAE Paper 971775, 1997. (citado en p. 4)
- AP N., TARQUIS M.
Innovative engine cooling system comparison.
SAE Paper 2005-01-1378, 2005. (citado en pp. 4, 5, 11)
- ASHRAE.
ASHRAE Handbook: Refrigeration systems and applications.
ASHRAE, 1990. (citado en p. 137)
- BAI M., XU Z., LV J.
Application of nanofluids in engine cooling system.
SAE Paper 2008-01-1821, 2008. (citado en p. 135)
- BAKHTIYAROV S. I., OVERFELT R. A., TEODORESCU S.G.
Electrical and thermal conductivity of A319 and A356 aluminum alloys.
Journal of Materials Science, vol. 36 n° 19, pp. 4643–4648, 2001. (citado en p. 138)

- BASU N., WARRIER G. R., DHIR V. K.
Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part 1 - Model development; Part 2 - Model validation.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 127 n° 2, pp. 131–148, 2005.
(citado en p. 35)
- BENJAMIN R. J., BALAKRISHNAN A. R.
Nucleate pool boiling heat transfer of pure liquids at low to moderate heat fluxes.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 39 n° 12, pp. 2495–2504, 1996.
(citado en p. 47)
- BENNETT D. L., CHEN J. C.
Forced convective boiling in vertical tubes for saturated pure components and binary mixtures.
AIChE Journal, vol. 26 n° 3, pp. 454–461, 1980. (citado en pp. 56, 65)
- BISWAS R., STRAWN R. C.
Tetrahedral and hexahedral mesh adaptation for CFD problems.
Applied Numerical Mathematics, vol. 26 n° 1-2, pp. 135–151, 1998. (citado en p. 103)
- BO T.
CFD homogeneous mixing flow modelling to simulate subcooled nucleate boiling flow.
SAE Paper 2004-01-1512, 2004. (citado en pp. 89, 135, 139)
- BORMAN G., NISHIWAKI K.
Internal combustion engine heat transfer.
Progress in Energy and Combustion Science, vol. 13 n° 1, pp. 1–46, 1987.
(citado en p. 2)
- BRACE C. J., BURNHAM-SLIPPER H., WIJETUNGE R. S., VAUGHAN N. D., WRIGHT K., BLIGHT D.
Integrated cooling systems for passenger vehicles.
SAE Paper 2001-01-1248, 2001. (citado en p. 5)
- BRACE C. J., HAWLEY J. G., AKEHURST S., PIDDOCK M., PEGG I.
Cooling system improvements - assessing the effects on emissions and fuel economy.
Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 222 n° 4, pp. 579–591, 2008. (citado en p. 5)
- BRACKBILL J. U., KOTHE D. B., ZEMACH C.
A continuum method for modeling surface-tension.
Journal of Computational Physics, vol. 100 n° 2, pp. 335–354, 1992. (citado en p. 92)
- BURKE R. D., BRACE C. J., HAWLEY J. G., PEGG I.
Review of the systems analysis of interactions between the thermal, lubricant, and combustion processes of diesel engines.
Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 224 n° 5, pp. 681–704, 2010. (citado en pp. 4, 5, 12, 44)
- BUYEVICH Y. A., WEBBON B. W.
Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 39 n° 12, pp. 2409–2426, 1996.
(citado en p. 44)

- CAMPBELL N. A. F., HAWLEY J. G.
Predicting Critical Heat Flux as a precursor to a boiling-based IC engine-cooling strategy.
Journal of the Institute of Energy, vol. 76 n° 506, pp. 22–28, 2003. (citado en p. 11)
- CAMPBELL N. A. F., TILLEY D. G., MACGREGOR S. A., WONG L.
Incorporating nucleate boiling in a precision cooling strategy for combustion engines.
SAE Paper 971791, 1997. (citado en p. 12)
- CARDONE M., SENATORE A., BUONO D., POLCINO M., DE ANGELIS G. , GAUDINO P.
A model for application of Chen's boiling correlation to a standard engine cooling system.
SAE Paper 2008-01-1817, 2008. (citado en pp. 38, 90)
- CENGEL Y. A., CIMBALA M. J.
Fluid mechanics: fundamentals and applications.
McGraw-Hill, 2007. (citado en p. 137)
- CHALGREN R. D. J.
Thermal comfort and engine warm up optimization of a low flow advanced thermal management system.
SAE Paper 2004-01-0047, 2004. (citado en p. 5)
- CHANFREAU M., JOSEPH A., BUTLER D., SWIATEK R.
Advanced engine cooling thermal management system on a dual voltage 42V-14V minivan.
SAE Paper 2001-01-1742, 2001. (citado en p. 5)
- CHASTAIN J., WAGNER J.
Advanced thermal management for internal combustion engines - Valve design, component testing and block redesign.
SAE Paper 2006-01-1232, 2006. (citado en p. 6)
- CHEN D. Q., PAN L. M., REN S.
Prediction of bubble detachment diameter in flow boiling based on force analysis.
Nuclear Engineering and Design, vol. 243, pp. 263–271, 2012. (citado en p. 44)
- CHEN D. Q., PAN L. M., YUAN D.W., WANG X. J.
Dual model of bubble growth in vertical rectangular narrow channel.
International Communications in Heat and Mass Transfer, vol. 37 n° 8, pp. 1004–1007, 2010. (citado en p. 48)
- CHEN J. C.
Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow.
Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development, vol. 5 n° 3, pp. 322–329, 1966. (citado en pp. 36, 37, 38, 64, 65, 90)
- CHEN W. C., KLAUSNER J. F., MEI R.
A simplified model for predicting vapor bubble growth rates in heterogeneous boiling.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 117 n° 4, pp. 976–980, 1995. (citado en p. 44)

- CHO Y. J., YUM S. B., LEE J. H., PARK G. C.
Development of bubble departure and lift-off diameter models in low heat flux and low flow velocity conditions.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 54 n° 15-16, pp. 3234–3244, 2011.
(citado en pp. 44, 48, 49, 50)
- CIPOLLONE R., DI BATTISTA D.
Performances and opportunities of an engine cooling system with a double circuit at two temperature levels.
SAE Paper 2012-01-0638, 2012. (citado en p. 7)
- CIPOLLONE R., DI BATTISTA D., GUALTIERI A.
A novel engine cooling system with two circuits operating at different temperatures.
Energy Conversion and Management, vol. 75, pp. 581–592, 2013. (citado en p. 7)
- CLOUGH M.
Precision cooling of four valve per cylinder engine.
SAE Paper 931123, 1993. (citado en p. 8)
- COLLIER J., THOME J.
Convective boiling and condensation.
Oxford University Press, 1996. (citado en p. 34)
- COLLIER J. G.
Forced convective boiling.
In Bergles A. E., Collier J. G., Delhay J. M., Hewitt G. F., Mayinger F., editors, *Two phase flow and heat transfer in the power and process industries*. Hemisphere, 1981.
(citado en pp. 37, 38)
- COOPER M. G.
Saturated nucleate pool boiling - A simple correlation.
ICHEME Symposium Series, vol. 86, pp. 785–793, 1984. (citado en p. 30)
- CORTONA E., CHRISTOPHER O. H.
Engine thermal management with electric cooling pump.
SAE Paper 2001-01-1767, 2001. (citado en p. 5)
- COUETOUSE H., GENTILE D.
Cooling system control in automotive engines.
SAE Paper 920788, 1992. (citado en p. 5)
- COVEY J., KIZIAH C., WILSON S.
The optimization of the coolant system flow in a NASCAR Winston Cup engine.
SAE Paper 983024, 1998. (citado en p. 121)
- DAS A. K., DAS P. K., SAHA P.
Applicability of a mechanistic model for the prediction of boiling heat transfer for refrigerants.
Heat Transfer Engineering, vol. 31 n° 5, pp. 374–382, 2010. (citado en p. 35)

- DEL VALLE V. H., KENNING D. B. R.
Subcooled flow boiling at high heat flux.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 28 n° 10, pp. 1907–1920, 1985.
(citado en pp. 35, 101)
- DHIR V. K., WARRIER G. R., AKTINOL E.
Numerical simulation of pool boiling: A review.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 135 n° 6, pp. 061502, 2013.
(citado en p. 88)
- DOMALAPALLY P., RIZZO E., RICHARD L. S., SUBBA F., ZANINO R.
CFD analysis of flow boiling in the ITER first wall.
Fusion Engineering and Design, vol. 87, pp. 556–560, 2012. (citado en pp. 104, 139)
- DONG F., FAN Q., CAI Y., JIANG S., GUO C., NORIHIKO W., LEE W. T.
Numerical simulation of boiling heat transfer in water jacket of DI engine.
SAE Paper 2010-01-0262, 2010. (citado en pp. 88, 139)
- DONG Z., LI W., SONG Y.
A numerical investigation of bubble growth on and departure from a superheated wall by lattice Boltzmann method.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 53 n° 21-22, pp. 4908–4916, 2010.
(citado en p. 89)
- DONN C., ZULEHNER W., GHEBRU D., SPICHER U., HONZEN M.
Experimental heat flux analysis of an automotive Diesel engine in steady-state operation and during warm-up.
SAE Paper 2011-24-0067, 2011. (citado en p. 7)
- DUHAR G., RIBOUX G., COLIN C.
Vapour bubble growth and detachment at the wall of shear flow.
Heat and Mass Transfer, vol. 45 n° 7, pp. 847–855, 2009. (citado en p. 44)
- EBERTH J., WAGNER J., AFSHAR B., FOSTER R.
Modeling and validation of automotive “Smart” thermal management system architectures.
SAE Paper 2004-01-0048, 2004. (citado en p. 4)
- ECKER H., SCHWADERLAPP M., GILL D.
Downsizing of Diesel engines: 3-cylinder / 4-cylinder.
SAE Paper 2000-01-0990, 2000. (citado en p. 2)
- ENGLER-PINTO C., LASECKI J., BOILEAU J., ALLISON J.
A comparative investigation on the high temperature fatigue of three cast aluminum alloys.
SAE Paper 2004-01-1029, 2004. (citado en p. 123)
- FINLAY I., GALLACHER G., BIDDULPH T., MARSHALL R.
The application of precision cooling to the cylinder head of a small automotive, petrol engine.
SAE Paper 880263, 1988. (citado en pp. 8, 125)
- FINLAY I., GALLACHER G., BIDDULPH T., MARSHALL R.
The application of precision cooling to the cylinder-head of a small, automotive, petrol engine.
SAE Paper 880263, 1988. (citado en p. 120)

- FINLAY I. C., BOYLE R. J., PIRAULT J. P., BIDDULPH T.
Nucleate and film boiling of engine coolants flowing in a uniformly heated duct of small cross section.
SAE Paper 870032, 1987. (citado en p. 56)
- FINLAY I. C., TUGWELL W., BIDDULPH T. W., MARSHALL R. A.
The influence of coolant temperature on the performance of a four cylinder 1100 cc engine employing a dual circuit cooling.
SAE Paper 880263, 1988. (citado en p. 7)
- FONTANESI S., CARPENTIERO D., MALAGUTI S., GIACOPINI M., MARGINI S., ARNONE L.
A new decoupled CFD and FEM methodology for the fatigue strength assessment of an engine head.
SAE Paper 2008-01-0972, 2008. (citado en p. 133)
- FONTANESI S., CICALESE G., D'ADAMO A., PIVETTI G.
Validation of a CFD methodology for the analysis of conjugate heat transfer in a high performance SI engine.
SAE Paper 2011-24-0132, 2011. (citado en p. 133)
- FONTANESI S., CICALESE G., FATONI G., ROSSO M.
Investigation of the thermo-mechanical behavior of a high performance bike engine.
SAE Paper 2011-32-0525, 2011. (citado en p. 90)
- FONTANESI S., CICALESE G., GIACOPINI M.
Multiphase CFD - CHT analysis and optimization of the cooling jacket in a V6 diesel engine.
SAE Paper 2010-01-2096, 2010. (citado en pp. 133, 139)
- FORSTER H. K., ZUBER N.
Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer.
AIChE Journal, vol. 1 n° 4, pp. 531–535, 1955. (citado en pp. 29, 37, 44, 65)
- FRASER N., BLAXILL H., LUMSDEN G., BASSETT M.
Challenges for increased efficiency through gasoline engine downsizing.
SAE Paper 2009-01-1053, 2009. (citado en p. 2)
- FRITZ W.
Berechnung des Maximal Volumens von Dampfblasen.
Physikalische Zeitschrift, vol. 36, pp. 379–384, 1935. (citado en p. 28)
- FUJIKI A., KANO M.
New PM valve seat insert materials for high performance engines.
SAE Paper 920570, 1992. (citado en p. 147)
- GADELMAWLAA E. S., KOURAB M. M., MAKSOUDC T. M. A., ELEWAA I. M., SOLIMAND H. H.
Roughness parameters.
Journal of Materials Processing Technology, vol. 123 n° 1, pp. 133–145, 2002. (citado en p. 74)
- GHASEMI A.
Cylinder head high/low cycle fatigue CAE analysis.
SAE Paper 2012-01-1991, 2012. (citado en p. 123)

- GONG S., CHENG P.
A lattice Boltzmann method for simulation of liquid-vapor phase-change heat transfer.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 55 n° 17-18, pp. 4923–4927, 2012.
(citado en p. 89)
- GORENFLO D., BAUMHOGGER E., HERRES G., KOTTHOFF S.
Prediction methods for pool boiling heat transfer: A state-of-the-art review.
International Journal of Refrigeration, vol. 43, pp. 203–226, 2014. (citado en p. 30)
- GREUTER E., ZIMA S.
Engine failure analysis.
SAE International, 2012. (citado en p. 120)
- GRIFFITH P., CLARK J. A., ROHSENOW W. M.
Void volumes in subcooled boiling systems.
ASME Paper 58-HT-19, 1958. (citado en p. 44)
- GUNGOR K. E., WINTERTON R. H. S.
A general correlation for flow boiling in tubes and annuli.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 28 n° 3, pp. 351–358, 1986.
(citado en pp. 38, 65, 69)
- HAWLEY J. G., WILSON M., CAMPBELL N. A. F., HAMMOND G. P., LEATHARD M. J.
Predicting boiling heat transfer using computational fluid dynamics.
Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 218 n° 5, pp. 509–520, 2004. (citado en p. 89)
- HAYCOCK R. F., CAINES A. J., HILLIER J.
Automotive lubricants reference book.
SAE International, 2nd edition, 2004. (citado en p. 3)
- HAYNES B. S., FLETCHER D. F.
Subcooled flow boiling heat transfer in narrow passages.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 46 n° 19, pp. 3673–3682, 2003.
(citado en p. 56)
- HERNÁNDEZ-PÉREZ, V. AND ABDULKADIR M., AZZOPARDI B. J.
Grid generation issues in the CFD modelling of two-phase flow in a pipe.
Journal of Computational Multiphase Flows, vol. 3 n° 1, pp. 13–26, 2011.
(citado en pp. 93, 107)
- HEYWOOD J.
Internal combustion engine fundamentals.
McGraw-Hill, 1988. (citado en p. 2)
- HO M. K. M., YEOH G. H., TU J. Y.
Population balance models for subcooled boiling flows.
International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, vol. 18 n° 2, pp. 160–172, 2008. (citado en p. 89)
- HOAG K.
Vehicular engine design.
Springer, 2006. (citado en pp. 2, 4, 11)

- INCROPERA F., DEWITT D. P., BERGMAN T. L., LAVINE A.S.
Foundations of heat transfer.
Wiley, 6th edition, 2012. (citado en p. 142)
- JAFARABADI M., CHAMANI H., MALAKIZADI, A. AND JAZAYERI S. A.
A Fast coupled CFD-thermal analysis of a heavy duty Diesel engine water cooling system.
ASME 2008 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, vol. 10, pp. 663–670, 2008. (citado en p. 143)
- JUNG D.
Nucleate boiling heat transfer coefficients of pure halogenated refrigerants.
International Journal of Refrigeration, vol. 26 n° 2, pp. 240–248, 2003. (citado en p. 32)
- KANDLIKAR S. G.
A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 112 n° 1, pp. 219–228, 1990.
(citado en pp. 40, 42, 43)
- KANDLIKAR S. G.
Boiling heat transfer with binary mixtures: Part II - Flow boiling in plain tubes.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 120 n° 2, pp. 388–394, 1998.
(citado en pp. 42, 43)
- KANDLIKAR S. G.
Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling, and significant void flow regions of subcooled flow boiling.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 120 n° 2, pp. 395–401, 1998.
(citado en p. 65)
- KANDLIKAR S. G., BULUT M.
An experimental investigation on flow boiling of ethylene-glycol/water mixtures.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 125 n° 2, pp. 317–325, 2003.
(citado en pp. 42, 43)
- KANDLIKAR S. G., STUMM B. J.
A control volume approach for investigating forces on a departing bubble under subcooled flow boiling.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 117 n° 4, pp. 990–997, 1995.
(citado en pp. 44, 82)
- KATTAN N., THOME J. R., FAVRAT D.
Flow boiling in horizontal tubes: Part 3 - Development of a new heat transfer model based on flow pattern.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 120 n° 1, pp. 156–165, 1998.
(citado en p. 36)
- KLAUSNER J. F., MEI R., ZENG L. Z.
Predicting stochastic features of vapor bubble detachment in flow boiling.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 40 n° 15, pp. 3547–3552, 1997.
(citado en pp. 44, 79, 80, 81)

- KNECHT W.
Diesel engine development in view of reduced emission standards.
Energy, vol. 33 n° 2, pp. 264–271, 2008. (citado en p. 1)
- KOBAYASHI H., YOSHIMURA K., HIRAYAMA T.
A study on dual circuit cooling for higher compression ratio.
SAE Paper 841294, 1984. (citado en p. 7)
- KOCH F., HAUBNER F.
Cooling system development and optimization for DI engines.
SAE Paper 2000-01-0283, 2000. (citado en p. 4)
- KRAUSE F., SCHÜTTENBERG S., FRITSCHING U.
Modelling and simulation of flow boiling heat transfer.
International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, vol. 20 n° 3, pp. 312–331, 2010. (citado en p. 89)
- KRUZHILIN G. N.
Free convection transfer of heat from a horizontal plate and boiling liquid.
Reports of the USSR Academy of Sciences, vol. 58 n° 8, pp. 1657–1660, 1947. (citado en p. 27)
- KURUL N., PODOWSKI M.
Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling.
Proceedings of the 9th International Heat Transfer Conference, vol. 2, pp. 21–26, 1990. (citado en p. 35)
- KWAK H. Y., OH S. D.
Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow.
Journal of Colloid and Interface Science, vol. 278 n° 2, pp. 436–446, 2004. (citado en p. 44)
- LANE M., SMITH P.
Developments in sintered valve seat inserts.
SAE Paper 820233, 1982. (citado en p. 147)
- LE MARTELOT S., SAUREL R., NKONGA B.
Towards the direct numerical simulation of nucleate boiling flows.
International Journal of Multiphase Flow, vol. 66, pp. 62–78, 2014. (citado en p. 88)
- LEE H. S.
Heat transfer predictions using the Chen correlation on subcooled flow boiling in a standard IC engine.
SAE Paper 2009-01-1530, 2009. (citado en p. 38)
- LEE H. S., CHOLEWCZYNSKI L. V.
A study on convection and boiling heat transfer modes in a standard engine cooling system.
VTMS 6 - Vehicle Thermal Management Systems, pp. 805–821, 2003. (citado en p. 11)

LEE H. S., O'NEILL A. T.

Forced convection and nucleate boiling on a small flat heater in a rectangular duct: experiments with two working fluids, a 50-50 ethylene glycol-water mixture, and water.

Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 223 n° 2, pp. 203–219, 2009. (citado en pp. 38, 56)

LEE S., KIM J., HAN B., CHOI T., BAE S.

Development of an evaporative cooling system for small four-stroke engines.

KSME Journal, vol. 4 n° 2, pp. 150–155, 1990. (citado en p. 9)

LEMMERT M., CHAWLA J. M.

Influence of velocity on surface boiling heat transfer coefficient.

In Hahne E., Grigull U., editors, *Heat transfer in boiling*, pp. 237–247. Academic Press, 1977. (citado en p. 101)

LESHNER M. D.

Evaporative engine cooling for fuel economy.

SAE Paper 831261, 1983. (citado en p. 9)

LI G. X., FU S., LIU Y., LIU, Y. AND BAI S. Z., CHENG L.

A homogeneous flow model for boiling heat transfer calculation based on single phase flow.

Energy Conversion and Management, vol. 50 n° 7, pp. 1862–1868, 2009. (citado en pp. 90, 104, 139)

LI Z., HUANG R. H., WANG Z. W.

Subcooled boiling heat transfer modelling for internal combustion engine applications.

Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 226 n° 3, pp. 301–311, 2012. (citado en pp. 35, 40, 88, 90, 94)

LIU D., GARIMELLA S. V.

Flow boiling heat transfer in microchannels.

Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 129 n° 10, pp. 1321–1332, 2007. (citado en pp. 56, 70)

LO S., OSMAN J.

CFD modeling of boiling flow in PSBT 5 × 5 bundle.

Science and Technology of Nuclear Installations, vol. 2012, pp. 795935, 2012. (citado en p. 99)

MACIEJEWSKI G., MRÓZ Z.

Optimization of functionally gradient materials in valve design under cyclic thermal and mechanical loading.

Computer Assisted Methods in Engineering and Science, vol. 20 n° 2, pp. 99–112, 2013. (citado en p. 147)

MANASSEH R., RIBOUX G., RISSO F.

Sound generation on bubble coalescence following detachment.

International Journal of Multiphase Flow, vol. 34 n° 10, pp. 938–949, 2008. (citado en p. 128)

- MANTEY C., MEZZARANO A., KOLKEMO A.
Exhaust valve & valve seat insert - Development for an industrial LPG application.
SAE International Journal of Commercial Vehicles, vol. 2 n° 2, pp. 1–11, 2010.
(citado en p. 147)
- MATSUTANI T., NAKADA T., SHINPO Y., HATANO M.
Water jacket spacer for improvement of cylinder bore temperature distribution.
SAE Paper 2005-01-1156, 2005. (citado en p. 121)
- MEI R., CHEN W. C., KLAUSNER J. F.
Vapor bubble-growth in heterogeneous boiling. 1. Formulation.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 38 n° 5, pp. 909–919, 1995.
(citado en p. 81)
- MICHALSKI L., ECKERSDORF K., KUCHARSKI J., MCGHEE J.
Temperature measurement.
Wiley, 2nd edition, 2001. (citado en pp. 123, 126)
- MOFFAT R. J.
Describing uncertainties in experimental results.
Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 1 n° 1, pp. 3–17, 1988. (citado en p. 64)
- MOHAMMADI A., YAGHOUBI M.
Two phase flow simulation for subcooled nucleate boiling heat transfer calculation in water jacket of diesel engine.
Journal of Engine Research, vol. 22, pp. 50–61, 2011. (citado en p. 90)
- MOLINA R., AMALBERTO P., ROSSO M.
Mechanical characterization of aluminium alloys for high temperature applications Part 2: Al-Cu, Al-Mg alloys.
Metallurgical Science and Technology, vol. 29 n° 2, pp. 5–13, 2011. (citado en p. 123)
- MOLINA R., AMALBERTO P., ROSSO M.
Mechanical characterization of aluminium alloys for high temperature applications Part1: Al-Si-Cu alloys.
Metallurgical Science and Technology, vol. 29 n° 1, pp. 5–15, 2011. (citado en p. 123)
- MOLINA R., LEGHISSA M., MASTROGIACOMO L.
New developments in high performance cylinder heads: application of LHIP and SPLIT cylinder head concept.
Metallurgical Science and Technology, vol. 22 n° 2, pp. 3–8, 2004. (citado en p. 3)
- MOSTAFA M. M.
Fouling of heat transfer surfaces.
In Belmiloudi A., editor, *Heat transfer - Theory analysis, experimental investigations and industrial systems*, pp. 506–542. InTech, 2011. (citado en p. 96)
- MOSTINSKI I.
Application of the rule of corresponding states for calculation of heat transfer and critical heat flux.
Teploenergetika, vol. 4, pp. 66–71, 1963. (citado en pp. 29, 30)

- NAKATA T., HAYASAKA T., ENDOH H., MIYAMOTO O.
Sintered materials with new concept for valve seats - With and without cobalt.
SAE Paper 810237, 1981. (citado en p. 147)
- NEMATOLLAHI M. R.
Evaluation of exerting force on the heating surface due to bubble ebullition in subcooled flow boiling.
Proceedings of World Academy of Science: Engineering & Technology, vol. 2 n° 5, pp. 365–372, 2008. (citado en p. 128)
- NUUTINEN M., KAARIO O., LARMI M.
Conjugate heat transfer in CI engine CFD simulations.
SAE Paper 2008-01-0973, 2008. (citado en p. 133)
- OKAMOTO T., KAWAMURA H., TSUKAMOTO K., NAGAI M., UCHIDA T., MARUYAMA H.
New TOYOTA 4.8L V10 petrol high performance engine for Lexus LFA.
SAE Paper 2011-01-2024, 2011. (citado en p. 120)
- OSMAN A., SABRUDIN A., HUSSIN M., BAKRI Z.
Design and simulations of an enhanced and cost effective engine split cooling concept.
SAE Paper 2013-01-1640, 2013. (citado en p. 7)
- PAGE R., HNATCZUK W., KOZIEROWSKI J.
Thermal management for the 21st century - Improved thermal control and fuel economy in an army medium tactical vehicle.
SAE Paper 2005-01-2068, 2005. (citado en p. 4)
- PANG H. H., BRACE C. J.
Review of engine cooling technologies for modern engines.
Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 218 n° 11, pp. 1209–1215, 2004. (citado en p. 4)
- PARK J. S., GU B. G., CHOI J. H., JUNG I. S.
Development of BLC motor drive for automotive water pump systems.
Journal of International Council on Electrical Engineering, vol. 1 n° 4, pp. 395–399, 2011. (citado en p. 4)
- PARK K. J., JUNG D., SHIM S. E.
Nucleate boiling heat transfer coefficients of halogenated refrigerants up to critical heat fluxes.
Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C - Journal of Mechanical Engineering Science, vol. 223, pp. 1415–1424, 2009. (citado en p. 32)
- PAYRI F., DESANTES J. M.
Motores de combustión interna alternativos.
Reverté, 2011. (citado en p. 2)
- PAYRI F., LOPEZ J. J., PLA B., GRACIANO D.
Assessing the limits of downsizing in Diesel engines.
SAE Paper 2014-32-0128, 2014. (citado en p. 2)

- PERSET D., JOUANNET B.
Simulation of a cooling loop for a variable speed fan system.
SAE Paper 1999-01-0576, 1999. (citado en p. 4)
- PIORO I. L.
Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 42 n° 11, pp. 2003–2013, 1998.
(citado en pp. 28, 136)
- PIORO I. L., ROHSENOW W., DOERFFER S.S.
Nucleate pool-boiling heat transfer. II: Assessment of prediction methods.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 47 n° 23, pp. 5045–5057, 2004.
(citado en pp. 93, 94)
- PODOWSKI M. Z.
Multidimensional modeling of two-phase flow and heat transfer.
International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, vol. 18 n° 3-4, pp. 491–513, 2008. (citado en p. 89)
- PODOWSKI M. Z.
Toward mechanistic modelling of boiling heat transfer.
Nuclear Engineering and Technology, vol. 44 n° 8, pp. 889–896, 2012. (citado en p. 96)
- POLING B. E., PRAUSNITZ J. M., O'CONNELL J.
The Properties of gases and liquids.
MCGraw-Hill, 5th edition, 2000. (citado en p. 137)
- PRABHUDHARWADKAR D., LOPEZ-DE-BERTODANO M. A., HIBIKI T., BUCHANAN J. R.
Assessment of subcooled boiling wall boundary correlations for two-fluid model CFD.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 79, pp. 602–617, 2014.
(citado en p. 100)
- PRATT W. K.
Digital image processing.
Wiley, 4th edition, 2007. (citado en p. 73)
- PUNEKAR H., DAS S.
Numerical simulation of subcooled nucleate boiling in cooling jacket of I.C. engine.
SAE Paper 2013-01-1651, 2013. (citado en pp. 90, 135, 143)
- R. COLE.
A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux.
AIChE Journal, vol. 6 n° 4, pp. 533–538, 1960. (citado en p. 102)
- RAMSTORFER F., STEINER H., BRENN G., KORMANN C., RAMMER F.
Subcooled boiling flow heat transfer from plain and enhanced surfaces in automotive applications.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 130 n° 1, pp. 011501, 2008.
(citado en pp. 11, 38, 56, 65, 75)

- RANZ W. E., MARSHALL W. R.
Evaporation from drops, 1, 2.
Chemical Engineering Progress, vol. 48 n° 3, pp. 141–146, 173–180, 1952.
(citado en p. 98)
- RAYLEIGH L.
On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity.
Philosophical Magazine Series 6, vol. 34, pp. 94–98, 1917. (citado en p. 128)
- ROBINSON K., CAMPBELL N. A. F., HAWLEY J. G., TILLEY D. G.
A review of precision engine cooling.
SAE Paper 1999-01-0578, 1999. (citado en pp. 7, 12)
- ROBINSON K., HAWLEY J. G., CAMPBELL N. A. F.
Experimental and modeling aspects of flow boiling heat transfer for application to internal combustion engines.
Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 217 n° 10, pp. 877–889, 2000. (citado en pp. 3, 24, 37, 38, 56, 65, 90, 121)
- ROBINSON K., HAWLEY J.G., HAMMOND G. P., OWEN N. J.
Convective coolant heat transfer in internal combustion engines.
Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, vol. 217 n° 2, pp. 133–146, 2003. (citado en pp. 38, 63)
- ROHSENOW W.
A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids.
Transactions of the ASME, vol. 74, pp. 969–976, 1952. (citado en pp. 27, 90)
- SAIZ JABARDO J. M., DA SILVA E. F., RIBATSKI G., DE BARROS S.F.
Evaluation of the Rohsenow correlation through experimental pool boiling of halocarbon refrigerants on cylindrical surfaces.
Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science and Engineering, vol. 26 n° 2, pp. 218–230, 2004. (citado en p. 95)
- SATHYABHAMA A., HEDGE R. N.
Prediction of nucleate pool boiling heat transfer coefficient.
Thermal Science, vol. 14 n° 2, pp. 353–364, 2010. (citado en pp. 26, 29)
- SATO Y., SADATOMI M., SEKOGUCHI K.
Momentum and heat transfer in two-phase bubble flow - I. Theory.
International Journal of Multiphase Flow, vol. 7 n° 2, pp. 167–177, 1981.
(citado en p. 98)
- SERRANO J. R., OLMEDA P., PÁEZ A., VIDAL F.
An experimental procedure to determine heat transfer properties of turbochargers.
Measurement Science and Technology, vol. 21 n° 3, pp. 035109, 2010. (citado en p. 57)
- SHAH M. M.
Evaluation of general correlations for heat transfer during boiling of saturated liquids in tubes and annuli.
HVAC&R Research, vol. 12 n° 4, pp. 1047–1063, 2006. (citado en pp. 40, 41)

- SHARMA M.C., HARA A.
Boiling heat transfer from shot peened aluminium surface to glycol solution.
In *Proc. 7th International Conference on Shot Peening*, pp. 337–343, 2007.
(citado en p. 75)
- SHER E., SHER I.
Theoretical limits of scaling-down internal combustion engines.
Chemical Engineering Science, vol. 66 n° 3, pp. 260–267, 2011. (citado en p. 2)
- SHIN J. Y., KIM M. S., RO S. T.
Experimental study on forced convective boiling heat transfer of pure refrigerants and refrigerant mixtures in a horizontal tube.
International Journal of Refrigeration, vol. 20 n° 4, pp. 267–275, 1997. (citado en p. 56)
- SITU R., HIBIKI T., ISHII M., MORI M.
Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 48 n° 25-26, pp. 5536–5548, 2005.
(citado en p. 47)
- SITU R., ISHII M., HIBIKI T., TU J.Y., YEOH G.H., MORI M.
Bubble departure frequency in forced convective subcooled boiling flow.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 51 n° 25-26, pp. 6268–6282, 2008.
(citado en p. 44)
- SROKA Z. J.
Some aspects of thermal load and operating indexes after downsizing for internal combustion engine.
Journal of Thermal Analysis and Calorimetry, vol. 110 n° 1, pp. 51–58, 2012.
(citado en p. 2)
- STEINER D., TABOREK J.
Flow boiling heat transfer in vertical tubes correlated by an asymptotic model.
Heat Transfer Engineering, vol. 13 n° 2, pp. 43–69, 1992. (citado en p. 36)
- STEINER H., BRENN G., RAMSTORFER F., BREITSCHÄDEL B.
Increased cooling power with nucleate boiling flow in automotive engine applications.
In Chiaberge M., editor, *New trends and developments in automotive system engineering*, pp. 249–272. InTech, 2011. (citado en pp. 11, 35, 38, 40, 68, 75)
- STEINER H., KOBOR A., GEBHARD L.
A wall heat transfer model for subcooled boiling flow.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 48 n° 19-20, pp. 4161–4173, 2005.
(citado en pp. 44, 48, 77, 78, 79, 90)
- STEPHAN K., M. ABDELSALAM M.
Heat transfer correlations for natural convection boiling.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 23 n° 1, pp. 73–87, 1980.
(citado en p. 28)

- SUN T., LI W., YANG S.
Numerical simulation of bubble growth and departure during flow boiling period by lattice Boltzmann method.
International Journal of Heat and Fluid Flow, vol. 44, pp. 120–129, 2013.
(citado en p. 89)
- SUNG LEE H., O'NEIL T.
Comparison of boiling curves between a standard S.I. engine and flow loop for mixture of ethylene glycol and water.
SAE Paper 2006-01-1231, 2006.
(citado en p. 56)
- TAKAHASHI T., KAKIUCHI A., SATOH K., SATOH K., TOMINAGA K.
Development of exhaust valve seat insert material for high performance engines.
SAE Paper 2002-32-1817, 2002.
(citado en pp. 123, 147)
- TAYLOR A. M. K. P.
Science review of internal combustion engines.
Energy Policy, vol. 36 n° 2, pp. 4657–4667, 2008.
(citado en p. 1)
- THORNCROFT G. E., KLAUSNER J. F.
The influence of vapor bubble sliding on forced convection boiling heat transfer.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 121 n° 1, pp. 73–79, 1999.
(citado en p. 44)
- THORNCROFT G. E., KLAUSNER J. F., MEI R.
An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and down-flow boiling.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 41 n° 23, pp. 3857–3871, 1998.
(citado en p. 48)
- TOLUBINSKY V. I., KOSTANCHUK D. M.
Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling heat transfer.
4th International Heat Transfer Conference, vol. 5 n° B-28, pp. 249–272, 1970.
(citado en p. 101)
- TONG L. S., TANG Y. S.
Boiling heat transfer and two-phase flow.
Taylor and Francis, 1997.
(citado en pp. 12, 23)
- TORREGROSA A. J., BROATCH A., OLMEDA P., CORNEJO O.
Experiments on subcooled flow boiling in I.C. engine-like conditions at low flow velocities.
Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 52, pp. 347–354, 2014.
(citado en p. 104)
- TORREGROSA A. J., BROATCH A., OLMEDA P., CORNEJO O.
A note on bubble sizes in subcooled flow boiling at low velocities in internal combustion engine-like conditions.
Journal of Applied Fluid Mechanics, en revisión, 2015.
(citado en p. 50)

- TORREGROSA A. J., BROATCH A., OLMEDA P., MARTÍN J.
A contribution to film coefficient estimation in piston cooling galleries.
Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 34 n° 2, pp. 142–151, 2010.
(citado en p. 57)
- TORREGROSA A. J., BROATCH A., OLMEDA P., ROMERO C.
Assesment of the influence of different cooling system configurations on engine warm-up, emissions and fuel consumption.
International Journal of Automotive Technology, vol. 9 n° 4, pp. 447–458, 2008.
(citado en pp. 5, 9)
- TORREGROSA A. J., OLMEDA P., GIL A., CORNEJO O.
CFD assesment of subcooled flow boiling in I.C. engine-like conditions at low flow velocities with Volume-of-Fluid and Two-Fluid models.
Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers Part D - Journal of Automobile Engineering, DOI: 10.1177/0954407015571674, 2015.
(citado en p. 94)
- TORREGROSA A. J., OLMEDA P., MARTÍN J., DEGRAEUWE B.
Experiments on the influence of inlet charge and coolant temperature on performance and emissions of a DI Diesel engine.
Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 30 n° 7, pp. 633–641, 2006.
(citado en pp. 3, 4)
- TU J. Y., YEOH G. H.
On numerical modelling of low-pressure subcooled boiling flows.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 45 n° 6, pp. 1197–1209, 2002.
(citado en p. 44)
- V. McASSEY E., KANDLIKAR S. G.
Convective heat transfer of binary mixtures under flow boiling conditions.
In Celata G. P., Di Marco P., Shah R. K., editors, *Two-phase flow modelling and experimentation 1999*, pp. 271–278. 1999.
(citado en p. 56)
- VAGENAS A., HAWLEY J., BRACE C., WARD M.
On-vehicle controllable cooling jets.
SAE Paper 2004-01-0049, 2004.
(citado en p. 9)
- VAZQUEZ A., SANCHEZ R. M., SALINAS-RODRIGUEZ E., SORIA A. , MANASSEH R.
A look at three measurement techniques for bubble size determination.
Experimental Thermal and Fluid Science, vol. 30 n° 1, pp. 49–57, 2005.
(citado en p. 130)
- WAGNER J., SRINIVASAN V., DARREN D. M., MAROTTA E. E.
Smart thermostat and coolant pump control for engine thermal management systems.
SAE Paper 2003-01-0272, 2000.
(citado en pp. 4, 5)
- WANG D. M.
Modelling of bubbly flow in a sudden pipe expansion.
Brite-Euram Project BE-4098, report II-34, 1994.
(citado en p. 99)

- WARRIER G. R., DHIR V. K.
Heat transfer and wall heat flux partitioning during subcooled flow nucleate boiling - A review.
Journal of Heat Transfer - Transactions of the ASME, vol. 128 n° 12, pp. 1243–1256, 2006.
(citado en p. 35)
- WORDEN J., BURKE J., COX T.
Development of aluminum cooling system components for a 10.8 liter Diesel engine.
SAE Paper 960643, 1996. (citado en pp. 120, 123)
- WU W., CHEN P., JONES B. G.
A study on bubble detachment and the impact of heated surface structure in subcooled nucleate boiling flows.
Nuclear Engineering and Design, vol. 238, pp. 2693–2698, 2008.
(citado en pp. 45, 48, 75, 79, 82, 83)
- XIN Q.
Diesel engine system design.
Woodhead Publishing, 2011. (citado en p. 121)
- YANG J.
Coolant pump throttling - a simple method to improve the control over SI engine cooling system.
SAE Paper 961813, 1996. (citado en pp. 4, 5)
- YE J., COVEY J., AGNEW D.
Coolant flow optimization in a racing cylinder block and head using CFD analysis and testing.
SAE Paper 2004-01-3542, 2004. (citado en p. 121)
- YEOH G. H., TU J. Y.
Numerical modelling of bubbly flows with and without heat and mass transfer.
Applied Mathematical Modelling, vol. 30 n° 10, pp. 1067–1095, 2006.
(citado en pp. 97, 100)
- YING A., ZHANG H. G., YOUCHISON D. L., ULRICKSON M. A.
3D CFD analysis of subcooled flow boiling heat transfer with hypervapotron configurations for ITER first wall designs.
Fusion Engineering and Design, vol. 85 n° 7-9, pp. 1348–1353, 2010.
(citado en pp. 138, 139)
- YOO J., ESTRADA-PEREZ C. E., HASSAN Y. A.
A proper observation and characterization of wall nucleation phenomena in a forced convective boiling system.
International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 76, pp. 568–584, 2014.
(citado en pp. 35, 71)
- YUAN D., PAN L. M., CHEN D. Q., ZHANG H., WEI J. H., HUANG Y. P.
Bubble behavior of high subcooling flow boiling at different system pressure in vertical narrow channel.
Applied Thermal Engineering, vol. 31 n° 16, pp. 3512–3520, 2011. (citado en p. 79)

ZENG L. Z., KLAUSNER J. F., BERNHARD D. M., MEI R.

A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems. 2. Flow boiling.

International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 36 n° 9, pp. 2271–2279, 1993.

(citado en pp. 44, 45, 48, 80, 81)

ZHANG B., ALBERTINAZZI M., SCOTTI F., SARIETTO G., GARRO M.

Tensile properties and residual stresses of a Diesel cylinder head in GAS9C1 alloy.

SAE Paper 2005-01-1692, 2005.

(citado en p. 123)

ZIDAT S., JULLIEN J., GENTILE D.

Refroidissement par ébullition-condensation: Etat de l'art dans le domaine des moteurs.

Revue Générale de Thermique, vol. 30 n° 354-355, pp. 381–387, 1991. (citado en p. 9)

ZUBER N.

The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields.

International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 2 n° 1-2, pp. 83–98, 1961.

(citado en pp. 44, 48)