



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

**PROGRAMA DE MAESTRIA Y DOCTORADO EN
INGENIERIA**

**ESTUDIO DE LA DINÁMICA DEL FRENTE DE MOJADO
EN PROCESOS DE TEMPLE POR CONVECCIÓN
FORZADA**

NOMBRE DE LA TESIS

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

DOCTOR EN INGENIERIA

CAMPO DE CONOCIMIENTO - CAMPO DISCIPLINARIO

P R E S E N T A :

HÉCTOR JAVIER VERGARA HERNÁNDEZ

TUTOR:

JOSÉ BERNARDO HERNÁNDEZ MORALES

2011





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Presidente: Dr. Torres Villaseñor Gabriel
Secretario: Dr. Ramírez Argaez Marco Aurelio
1^{er}. Vocal: Dr. Zenit Camacho José Roberto
1^{er}. Suplente: Dr. Ramos Mora Eduardo
2^{do}. Suplente: Dr. Hernández Morales José Bernardo

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

LABORATORIO 008 "TRATAMIENTOS TÉRMICOS", EDIFICIO "D",
FACULTAD DE QUÍMICA, UNAM.

TUTOR DE TESIS:

DR. JOSÉ BERNARDO HERNÁNDEZ MORALES

DEDICATORIAS

A mi asesor el Dr. Bernardo Hernández por su paciencia y apoyo incondicional en este trascendental capítulo de mi vida; nadie dijo nunca que sería fácil.

Al Dr. Gildardo Solorio por creer en el proyecto e invertir sus recursos para continuar investigando éste fascinante tema de los fenómenos de vapor en superficies metálicas a altas temperaturas.

Al Dr. Roberto Zenit por permitirme trabajar en su laboratorio (Instituto de Materiales-UNAM); además de sus valiosos consejos para la escritura de este trabajo.

Al Dr. Marco Ramírez Argaez por sus consejos que eliminaron mi ceguera y me impulsaron a iniciar mi incipiente carrera de investigador.

Al Dr. Ángel Ramos Banderas por abrirme las puertas al éxito; mi gratitud por siempre amigo.

A la UNAM, la máxima casa de estudios de este país, por darme la oportunidad de obtener una formación universitaria y, por consiguiente, un trabajo con calidad de vida.

Contenido

Capítulo 1. Introducción	9
Hipótesis	13
Objetivo	13
Metas	13
Capítulo 2. Antecedentes	15
2.1 Tratamientos térmicos	15
2.2. Métodos de caracterización de medios de temple	16
2.2.1 Sistema GM	16
2.2.2 Sistema IVF	17
2.2.3 Sistema de Grossmann	18
2.2.4 Sistema Liscic –Nanmac	19
2.3 Sistemas utilizados para el temple con flujo en movimiento	21
2.4 Transferencia de calor acompañada de ebullición	22
2.5 Frente de mojado	25
2.6 Efecto del frente de mojado sobre el campo térmico.	31
2.7 Generación de esfuerzos en los procesos de temple	32
2.8 Adquisición de las curvas de enfriamiento con termopares	33
2.9 Temple por inmersión	37
Capítulo 3. Procedimiento experimental	40
3. 1. Experimentos de caracterización de flujo con la Técnica PIV	41
3.2 Diseño de las probetas metálicas	49
3.3 Construcción y funcionamiento del dispositivo experimental utilizado para la caracterización de la cinética del frente de mojado.	51
3.4 Simulaciones con CFD	57

3.4.1 Dominio computacional 3D sin probeta sumergida.	57
3.4.2 Dominio computacional 3D con probeta sumergida.	60
3.4.3 Dominio computacional 2D con probeta sumergida.	64
4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	69
4.1 Observaciones experimentales	69
4.1.1 Probetas de base plana.....	70
4.1.2 Probeta de punta semiesférica	94
4.1.3 Probeta de punta cónica.....	112
5. Conclusiones.....	136
6. Bibliografía.....	137
Apéndice 1	145
Apéndice 2.....	148
Apéndice 3.....	160

Resumen

La cinemática del frente de mojado, es decir, la frontera móvil que se forma entre la película de vapor estable y la etapa de ebullición nucleada en un proceso de temple, es un fenómeno que controla la evolución microestructural y el desplazamiento de los campos, que a su vez, controlan las propiedades mecánicas que se buscan en el proceso de enfriamiento. Por lo anterior es importante desarrollar técnicas que permitan la caracterización del frente mojado. Para lo cual, se diseñó una probeta (cilindro de base cónica) que se acopla a un dispositivo experimental que permite obtener flujo desarrollado para la caracterización de la cinemática del frente de mojado en la superficie de probetas fabricadas en acero inoxidable AISI 304, templadas en agua circulando a 60°C y una velocidad entre los 0.2 m/s y 0.6 m/s.

El frente de mojado no es simétrico cuando se utiliza una probeta cilíndrica de base plana, ni siquiera para el flujo completamente desarrollado y valores relativamente bajos de la velocidad del medio de temple. La simulación por ordenador del campo de presiones cerca de la base de la probeta (considerando un sistema en 2D, isotérmico y temperatura ambiente) mostró que existe un gradiente de presiones importante en la base de la probeta que puede favorecer el colapso de la película de vapor.

Un cálculo similar en CFD (por sus siglas en inglés: Computational Fluid Dynamics) no mostró gradiente de presión significativos alrededor la probeta con punta, incluso a velocidades altas del medio de enfriamiento. La probeta cilíndrica de punta cónica junto con un flujo completamente desarrollado asegura que la película de vapor se rompa de manera uniforme en la componente angular de la probeta debido a que el colapso de la capa de vapor se concentra en la punta del cono. Esta condición permite un avance constante del frente de mojado a todo lo largo de la probeta y además una transición estable entre los diferentes regímenes de ebullición, lo que facilita el estudio de la cinemática del frente de mojado.

Para las condiciones experimentales estudiadas en este trabajo de tesis, se determinaron los siguientes parámetros: (1) la velocidad frente de mojado, (2) longitud de la zona que presenta ebullición nucleada, (3) la duración de la etapa de ebullición nucleada y (4) espesor de la película de vapor estable.

Bajo las condiciones experimentales estudiadas se observó que en la superficie de la probeta metálica coexisten los diferentes regímenes de ebullición y sus respectivas transiciones. Estas transiciones de los regímenes de ebullición pueden ser definidos con precisión en una curva que describe la historia del flux de calor durante el procesos de temple; resultando en seis zonas diferentes.

Abstrac

The kinematics of the wetting front, i.e., the loci of the boundary between stable vapor film and the presence of bubbles, during quenching operations largely determines the evolution of the microstructural and displacement fields which, in turn, control the properties of the quenched product. Thus, it is important to develop techniques that allow its precise characterization. To this end, a novel probe design (conicalend cylinder) was coupled with an experimental set-up that guarantees fully developed flow to study wetting front kinematics during forced convective quenching of AISI 304 stainless steel probes in wáter at 60 °C, flowing at 0.20 and 0.60 m/s. Conventional probes (flat-end cylinder) were also quenched for comparison.

The wetting front was not symmetric when flat-end cylindrical probes were quenched, even for fully developed flow and relatively low values of quenchant velocity. Computer simulation of the vorticity field near the probe base (considering an isothermal system at ambient temperature) showed that there is a significant vorticity gradient in that region which may favour the chaotic collapse of the vapor film. In contrast, a similar calculation did not show any noticeable vorticity gradient for the conical-end cylindrical probe even at high quenchant velocities. The conical-end cylindrical probe and a fully developed flow

ensured that the vapor film collapsed uniformly around the probe due to the fact that the formation of the wetting front was concentrated, initially, at the probe tip. This condition permits a constant advance of the wetting front and a stable transition between boiling regimes, facilitating the study of the kinematics of the wetting front.

For the experimental conditions studied the following parameters were derived: (1) wetting front velocity, (2) nucleate boiling length, (3) duration of the nucleate boiling stage and (4) width of the vapor film. The duration of the nucleate boiling stage could be estimated using existing equations, obtaining results that are comparable to the experimentally determined values.

For the experimental conditions studied the different boiling regimes and its transitions could be precisely defined along the surface heat flux history curve during quenching, resulting in six different zones.

Capítulo 1. Introducción

De forma empírica o, recientemente, aplicando modelos matemáticos complejos, el diseño de los tratamientos térmicos ha permitido que la humanidad modifique y adapte componentes metálicos para satisfacer sus necesidades de forma exitosa. El uso de métodos empíricos para el diseño de estos procesos permite resolver problemas de operación de forma simple [1-5] pero no ayuda a esclarecer los fenómenos que interactúan y controlan el sistema bajo estudio. Por otra parte, la evolución que la tecnología de cómputo ha tenido en los últimos años, ha permitido que se desarrollen modelos matemáticos complejos que incluyen tres módulos principalmente: 1) térmico, 2) microestructural y 3) mecánico [6-9]. De los tres, el módulo térmico es el más importante ya que se utiliza para calcular tanto la evolución microestructural como la generación de esfuerzos [10].

Desde el punto de vista ingenieril, el proceso de temple es un tratamiento térmico que se define como un ciclo de calentamiento y enfriamiento controlados. La eficacia del proceso depende principalmente de la rapidez con la cual se puede extraer calor de las piezas metálicas hacia el medio de temple puesto que esto controla la evolución del campo térmico.

La forma tradicional de calcular el campo térmico en una pieza metálica durante el temple, se ha basado en proponer que durante el proceso existe una condición de frontera térmica promedio en toda la superficie de la pieza y que ésta varía solo como función de la temperatura de la superficie [11-12]. Sin embargo, cuando se enfrían componentes metálicos con fluidos volátiles tales como agua, aceite o soluciones poliméricas, se presenta una serie de fenómenos complejos en la superficie del sólido que generan condiciones de frontera no lineales y cambiantes con el tiempo. En particular, se pueden distinguir tres regímenes de transferencia de calor en la cercanía de la intercara sólido-líquido [13-15]:

a) Película de vapor estable; este régimen se manifiesta por la formación de una película de vapor entre la superficie caliente y el seno del líquido. La película de vapor ofrece una fuerte resistencia térmica a la extracción de calor.

b) Ebullición nucleada; en esta etapa se produce un violento hervor en las cercanías de la pared metálica por lo que el calor del sólido puede ser transportado, rápidamente, hacia el medio de enfriamiento; es el régimen en el que se producen las más altas rapidezces de extracción de calor.

c) Enfriamiento por convección sin presencia de ebullición; este fenómeno comienza cuando la temperatura de superficie del metal se reduce a un punto tal que el hervor del líquido cesa.

Estas etapas de ebullición son válidas tanto para un fluido estancado (pool boiling) como para flujo en movimiento (flow boiling); la única diferencia se encuentra en cómo son afectadas por el patrón de flujo.

A pesar de que existen programas especializados capaces de calcular los campos térmicos de componentes metálicos a partir de condiciones de frontera instantáneas y locales [6-9], se continúa utilizando coeficientes de transferencia de calor promedio en las superficies metálicas sometidas a temple aun cuando ocurren los fenómenos de ebullición descritos. Sin embargo, se debe considerar que la cantidad de calor que puede ser extraída de una superficie metálica templada está controlada por la rapidez con la que se forman y se desestabilizan los tres regímenes de transferencia de calor mencionados anteriormente [13].

Es importante mencionar que, para el caso de piezas metálicas calentadas a altas temperaturas y enfriadas súbitamente en fluidos en movimiento, la información que permite caracterizar a la curva de ebullición (variación del flux de calor con la temperatura de superficie) es mínima o no se encuentra reportada en la literatura. Sin embargo es de vital importancia para el diseño de procesos de temple novedosos [16].

En trabajos referentes al tema de transferencia de calor en procesos de temple, se ha estimado la rapidez de enfriamiento como una función del método de agitación, utilizando sensores de temperatura en diferentes posiciones al interior de una probeta metálica de geometría simple para medir la respuesta térmica (a partir de la cual se calcula la rapidez de enfriamiento como su primera derivada); esta metodología se conoce como análisis de la curva de enfriamiento [17]. El desarrollo y uso de estas probetas instrumentadas, ha permitido definir ingenierilmente la relación entre la agitación de un baño de temple y la cantidad de calor que puede extraer un medio de temple caracterizando el máximo de la curva de rapidez de enfriamiento.

Sin embargo, uno de los principales problemas para aplicar esta información es que el flujo del fluido en los tanques de temple no es uniforme [18-30]. El flujo de fluidos presenta heterogeneidades que provocan que algunos elementos del fluido pasen a través del tanque de temple con una velocidad mucho mayor que otros. Las heterogeneidades en el flujo de fluidos de cualquier reactor están relacionadas con parámetros de diseño (método de agitación, geometría del baño, forma y distribución de las piezas metálicas dentro del baño, etcétera) y con las variables de operación del proceso (temperatura y velocidad de la agitación, así como el tipo de fluido utilizado como medio de temple). Desafortunadamente, esta relación solamente se establece empíricamente, con todos los riesgos que esto conlleva.

Aunque en la literatura se han reportado sistemas experimentales para determinar la transición de los regímenes de ebullición en el temple, existen aún muchas interrogantes, entre las que se pueden mencionar:

- ¿Cómo afecta la geometría de la probeta a la cinética del frente de mojado?
- ¿Cuál es el efecto del flujo de fluidos sobre la estabilidad de los regímenes de capa de vapor estable y ebullición nucleada en las superficies metálicas templadas?
- ¿Cuánto mide la zona de ebullición nucleada?
- ¿Cuánto mide la capa de vapor?

- ¿Cuál es la magnitud y distribución de la frecuencia de burbujeo en la zona de ebullición nucleada?

Al desarrollar una metodología científica *ad hoc* para contestar estas preguntas se estará en posición de resolver importantes problemas tecnológicos.

Por todo lo anterior, es importante plantear un trabajo doctoral que estudie desde un punto de vista fundamental a los fenómenos que ocurren en la intercara metal-medio de temple, ya que este conocimiento es fundamental para el diseño y la optimización de procesos industriales de temple. Utilizando conocimientos de dinámica de fluidos y transferencia de calor es posible analizar el comportamiento de las probetas que se utilizan comúnmente para caracterizar la capacidad de enfriamiento de medios de temple y así diseñar una probeta que permita magnificar y estabilizar los fenómenos de ebullición en la superficie metálica para determinar, a partir de mediciones en el interior del sólido, parámetros de interés de la curva de rapidez de enfriamiento de probetas metálicas de un material metálico que no presente cambios de fase. En particular, se utilizarán probetas de acero AISI 304 calentadas a 900°C y enfriadas súbitamente en una corriente de agua en flujo paralelo a 60°C; la matriz experimental se complementa al considerar tres velocidades del agua y tres diseños de probetas.

Hipótesis

- La hidrodinámica del fluido en la vecindad de la probeta juega un papel clave en el desarrollo de la cinética del frente de mojado durante el temple de piezas metálicas enfriadas por convección forzada, por lo que puede utilizarse para definir la geometría óptima de una probeta de ensayo.
- Un frente de mojado estable y simétrico permitiría, con base en el análisis de las respuestas térmicas medidas al interior del sólido, y un análisis de imágenes como herramienta de apoyo, determinar la duración de cada etapa de transferencia de calor, la velocidad del frente de mojado y los detalles de las transiciones entre los distintos regímenes de la transferencia de calor en presencia de ebullición, así como determinar el espesor de la película de vapor.

Objetivo

A partir de un estudio de la dinámica del frente de mojado: diseñar y utilizar una probeta metálica novedosa que permita cuantificar de mejor manera a los regímenes de ebullición que se presentan en superficies metálicas sometidas a enfriamientos súbitos por inmersión en fluidos en movimiento.

Metas

1. Caracterizar, mediante la técnica de PIV, los perfiles de velocidad en un ducto vertical donde fluye agua a temperatura ambiente, para encontrar la relación L/D que garantice la condición de flujo completamente desarrollado.
2. Diseñar y construir un sistema experimental que permita direccionar al fluido utilizado como medio de enfriamiento y facilite filmar los eventos que ocurren en la superficie de la probeta durante el proceso de temple.

3. Caracterizar la cinética del frente de mojado en probetas metálicas de diferente geometría, enfriadas bajo un régimen de convección forzada, utilizando una cámara de alta velocidad y termopares al interior del sólido.
4. Modelar matemáticamente la hidrodinámica en la vecindad de la intercara fluido-sólido para probetas de diferentes geometrías.
5. Determinar el efecto de la velocidad del fluido sobre la estabilidad de los regímenes de capa de vapor estable y ebullición nucleada en las superficies metálicas templadas.
6. Determinar cuánto mide la zona de ebullición nucleada.
7. Caracterizar, en detalle, a la curva de ebullición de un proceso de temple por convección forzada.

Capítulo 2. Antecedentes

2.1 Tratamientos térmicos

Los procesos de tratamiento térmico consisten de ciclos controlados de calentamiento y enfriamiento; se utilizan para modificar la microestructura de piezas metálicas. Son procesos complejos que involucran fenómenos de transferencia de calor, flujo de fluidos, transformaciones de fase y generación de esfuerzos.

Los tratamientos térmicos que se aplican al acero empiezan con un tratamiento de austenización, es decir, un calentamiento hasta una temperatura en la cual se obtenga una única estructura llamada austenita; por ejemplo, para un acero 4140 la temperatura de austenización está en el intervalo de 830 a 860° C. Si una pieza metálica se enfría súbitamente desde la temperatura de austenización puede formarse una nueva fase, en forma de agujas, llamada martensita. La martensita es una fase que confiere al acero dureza elevada. El tratamiento térmico utilizado para lograr esta estructura recibe el nombre de temple [13].

Uno de los principales problemas del temple es la distorsión que sufren las piezas metálicas tratadas por esta vía [11]. En casos extremos puede ocurrir incluso la fractura [18]. La distorsión y/o fractura son defectos ligados a factores relacionados a la pieza metálica (grado de aleación, geometría, etc.) y a características del medio de temple (temperatura del baño, agitación del baño, etc.) [31-33].

Piezas de geometría sencilla y bajo contenido de elementos aleantes (por ejemplo clavos) pueden templarse en medios de enfriamiento económicos como el agua. El agua alcanza rapidez de enfriamiento muy altas y por lo tanto, los clavos corren el peligro de distorsionarse, sin ser esto razón para que las piezas pierdan valor económico. Los aceros

utilizados en la fabricación o maquinado de piezas metálicas de gran precisión y complejidad geométrica -por ejemplo la flecha de un motor- deben ser fabricados con cantidades significativas de ciertos aleantes (Cr, Mo, V, etc.), de tal forma que puedan ser templados a rapidezces de enfriamiento menos severas, disminuyendo así el peligro de distorsión y fractura.

2.2. Métodos de caracterización de medios de temple

En la industria existen varios métodos para el diseño de tratamientos térmicos a partir de probetas de geometría simple tales como cilindros, esferas, barras cuadradas, anillos, placas y discos redondos. Conociendo, al menos cualitativamente, los fenómenos que intervienen en el proceso, se ha desarrollado una serie de pruebas en laboratorio que solo reproducen algunos de los eventos que controlan a los tratamientos térmicos. Ejemplos de estos ensayos de laboratorio son: ensayo GM [2, 34-37], IVF [38-39], Jominy [3] y análisis de curvas de enfriamiento [1, 40-42], entre otros.

2.2.1 Sistema GM

El sistema GM consiste en calentar esferas de níquel de 22 mm de diámetro a 885 °C. Las probetas se instrumentan con un termopar posicionado en su centro geométrico. Una vez alcanzada la temperatura de austenización la esfera se temple en aceite [2]. El sistema GM se basa en el comportamiento del níquel con respecto a la temperatura de Curie, que es la temperatura a la que el metal deja de ser magnético. Cuando la esfera se calienta, esta transforma a austenita (de propiedades no magnéticas); cuando la esfera se introduce al medio de temple se activa un dispositivo electrónico que registra el tiempo requerido para que la probeta metálica transforme en martensita (fase magnética). De esa forma se puede comparar la capacidad de enfriamiento de diferentes medios de enfriamiento.

GM clasifica a los aceites de temple como lentos, medianos y rápidos [2]. La clasificación de aceites se da en cuanto al tiempo que tardan en llegar a la temperatura de Curie: para los aceites lentos es de 15-20 segundos, los aceites medios registran tiempos de 11-14 segundos y los aceites rápidos tardan de 8 a 10 segundos [2]. Los detalles de esta metodología se dan en la prueba estandarizada ASTM D 3520.

2.2.2 Sistema IVF

El sistema IVF Smart Quench fue desarrollado por el Instituto Sueco de Investigación y Producción de la Ingeniería. La probeta es una barra cilíndrica hueca, fabricada con Inconel 600, que tiene un diámetro de 12.5 mm y una longitud de 600 mm, en la que se coloca un termopar al centro para poder registrar los cambios de temperatura (ver Figura 2.1).

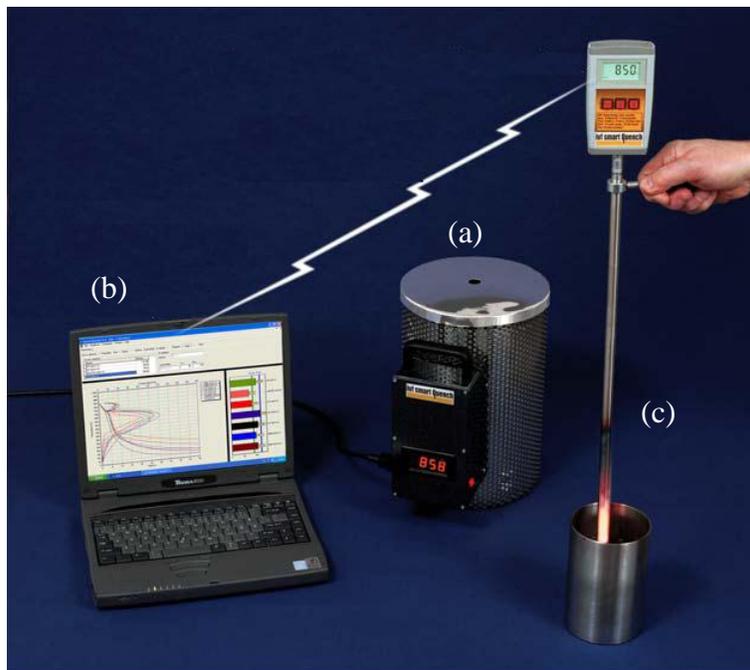


Figura 2.1.- Sistema industrial Smart Quench para la caracterización de los medios de temple [38]: a) horno de calentamiento; b) sistema portátil de adquisición de datos inalámbrico; c) probeta metálica.

La Figura 2.2 muestra un ejemplo de la información que puede obtenerse mediante este sistema. En particular, se presentan resultados para tres velocidades de flujo. El IVF tiene mucha aceptación en la industria debido a que es portátil y puede caracterizar la capacidad de enfriamiento promedio de cualquier fluido directamente en el tanque de temple y en varias posiciones del mismo, calculando el valor máximo de la curva de enfriamiento (la descripción de este tipo de curvas se hará más adelante).

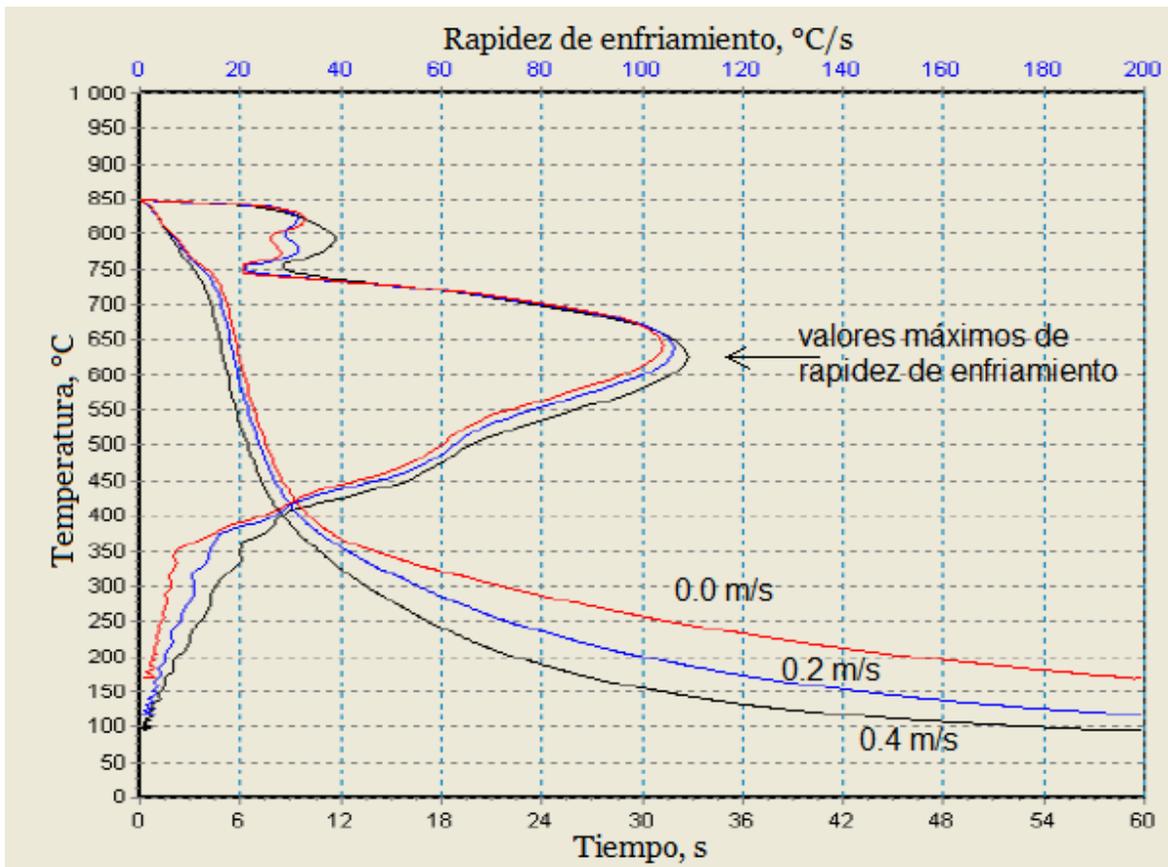


Figura 2.2. Datos experimentales obtenidos con el dispositivo Smart Quench para un aceite de temple Durixol W72 a 70°C y varias velocidades de agitación (m/s). Los valores máximos de rapidez de enfriamiento están señalados con una flecha [38].

2.2.3 Sistema de Grossmann

El análisis de la curva de enfriamiento es una de las pruebas más antiguas referente al estudio del temple de los aceros [5]. El sistema Grossmann utiliza una probeta de forma

cilíndrica (4 pulgadas de diámetro y 12 pulgadas de longitud), que se fabrica con una aleación SAE 5145 (acero al bajo cromo) [43-44]. El termopar se introduce en un barreno que se maquina al centro de una de las caras del cilindro y con una profundidad de 6 pulgadas; una vez que se introduce el termopar a la probeta, éste se suelda (ver Figura 2.3). La rapidez de enfriamiento se adquiere mediante un sistema llamado Speedomax manufacturado por Leeds y Northrup Company.

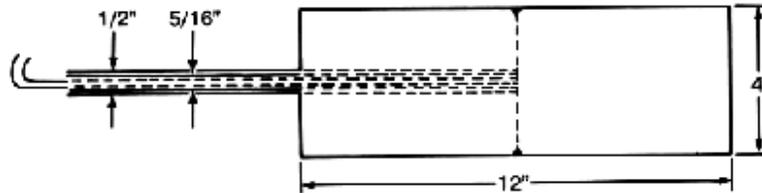


Figura 2.3. Diseño y medidas de la probeta experimental Grossmann [43-44].

2.2.4 Sistema Liscic –Nanmac

En la Figura 2.4 se muestra el sistema Liscic-Nanmac que consta de una probeta cilíndrica de 200 mm de longitud y 50 mm de diámetro y fabricada en acero inoxidable AISI 304. La probeta se instrumenta con tres termopares colocados en el mismo plano transversal, a la mitad de la altura de la probeta. La característica clave de este sistema es que mide y graba la temperatura a cada 1×10^{-5} segundos, por lo que es capaz de capturar cambios rápidos de temperatura. El software usado por este sistema es el TGQAS, que calcula los coeficientes de transferencia de calor en la superficie utilizando las respuestas térmicas adquiridas. El software TGQAS también predice la microestructura y dureza de la pieza en cualquier posición radial [5].

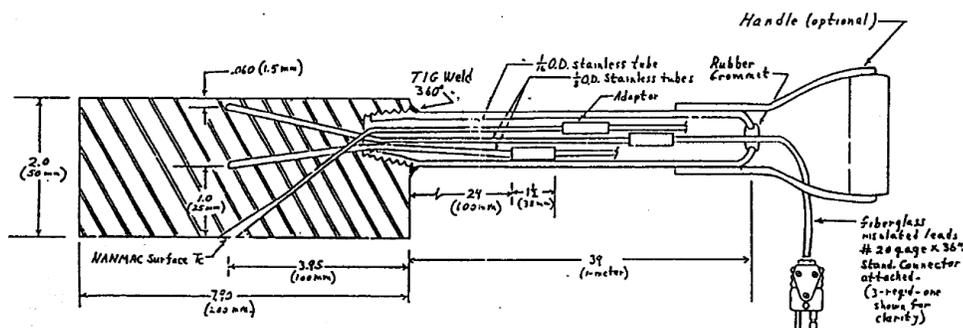


Figura 2.4. Sistema Liscic –Nanmac [45].

2.2.5 Estándar industrial Japonés para la medición de curvas de enfriamiento

Tamura y Tagaya [46- 47] desarrollaron el Estándar Industrial Japonés (Japanese Industrial Standard, JIS) para la adquisición de curvas de enfriamiento, que utiliza una probeta cilíndrica de plata y un termopar ensamblado en la superficie de la probeta (ver Figura 2.5)

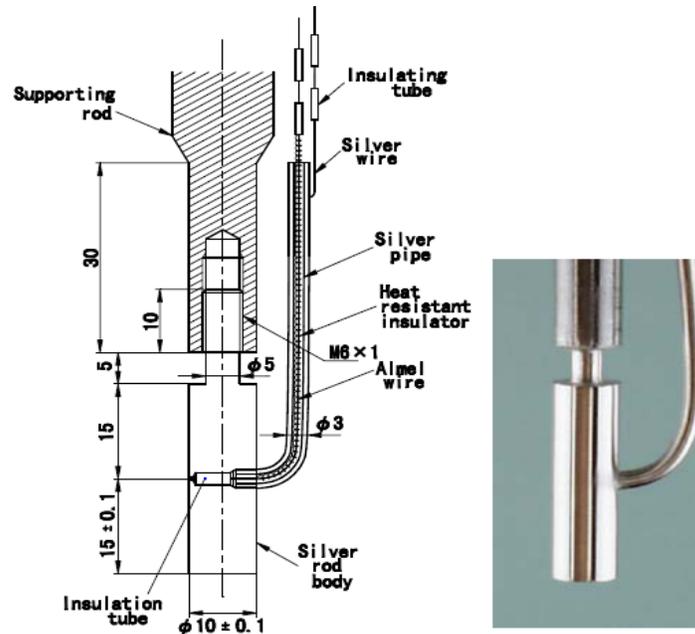


Figura 2.5. Probeta de plata JIS para la adquisición de curvas de enfriamiento. Cotas en milímetros [47].

Debido al alto valor de conductividad de la plata ($k = 410 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) es posible determinar el coeficiente de transferencia de calor sin necesidad de aplicar métodos inversos de conducción de calor elaborados. Una de las desventajas de esta probeta es la tediosa preparación de la superficie y el difícil ensamble del termopar dentro de esta.

En el año 2004, el grupo liderado por Narazaki [48] modificó la probeta de Tamura y Tagaya, insertando el termopar en medio de la probeta cilíndrica de 10 mm de diámetro y 30 mm de longitud. De acuerdo a los reportes de Narazaki, la probeta produjo una mejor reproducibilidad en la obtención de curvas de enfriamiento (ver Figura 2.6).

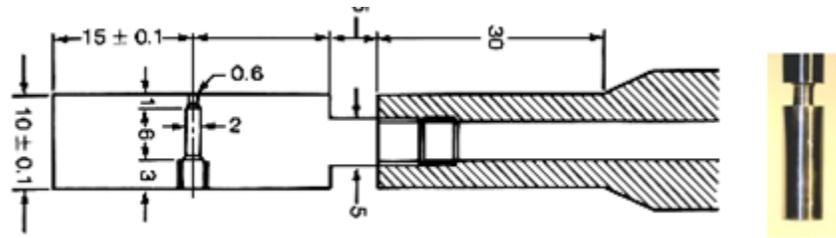


Figura 2.6. Diseño y dimensiones estandarizadas de probeta de Narazaki para calcular curvas de enfriamiento en la industria del Japón. Cotas en milímetros [48]

]

2.3 Sistemas utilizados para el temple con flujo en movimiento

Debido a que la agitación es un parámetro de proceso muy importante, se han diseñado equipos que simulen, al menos cualitativamente, las condiciones de flujo en los tanques de temple industriales. Como se puede ver en la Figura 2.7, el sistema diseñado por Narazaki [48] consta de una bomba que permite impulsar al fluido utilizado como medio de temple y de un rotámetro para controlar el gasto másico del fluido. El fluido entra al tanque de agitación y es direccionado por medio del tubo en “J” hacia un ducto de 55 mm de diámetro y 290 mm de longitud. Dentro de este ducto se introduce una probeta cilíndrica de cara plana para enfriarla súbitamente desde los 810°C hasta la temperatura del fluido utilizado como medio de temple. Todo el fluido que atraviesa este primer ducto es atrapado por otro ducto de mayor diámetro (115 mm) y longitud (340 mm) y confinado a través de otra tubería para alimentar nuevamente a la bomba. Uno de los principales problemas con este diseño de tanque experimental es que no posee un sistema de enfriamiento para el fluido que retorna.

Además, el tubo de prueba del diseño de Narazaki no posee una longitud suficiente como para garantizar un flujo de fluido hidrodinámicamente desarrollado, lo que repercute en problemas de reproducibilidad.

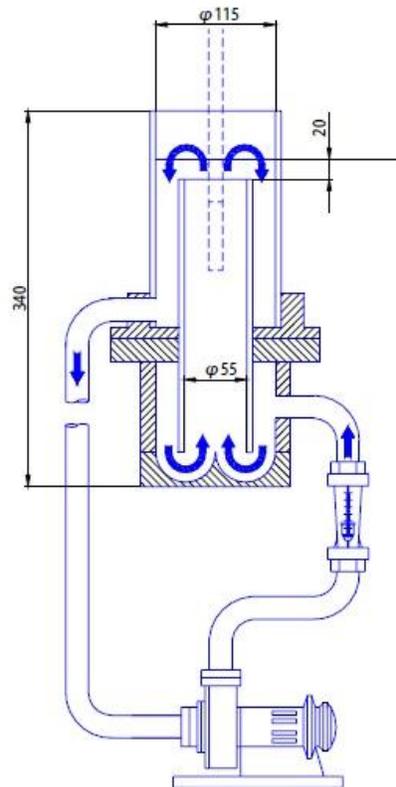


Figura 2.7. Esquema del dispositivo experimental utilizado para la cuantificación del frente de mojado utilizando el análisis de las curvas de enfriamiento [48].

Pese a que el diseño de Narazaki ha sido modificado por Frerichs [49] y Fernandes [50] no se ha podido garantizar un comportamiento de flujo completamente desarrollado.

2.4 Transferencia de calor acompañada de ebullición

El control de la transferencia de calor en procesos no estacionarios, en los que los componentes están inicialmente a alta temperatura, como es el caso de tratamientos térmicos de temple, enfriamiento en la región del molde de colada continua, enfriamiento de los dedos del shaft en un horno de arco eléctrico, etc., es de primordial importancia. Sin embargo, esto no es sencillo. Cuando se enfrían componentes metálicos en medios fluidos volátiles tales como agua, aceite o soluciones poliméricas, se presenta una serie de fenómenos superficiales complejos (cada uno de ellos con un coeficiente de extracción de

calor característico). En estos procesos se pueden distinguir tres fenómenos de gran relevancia en el comportamiento del líquido cercano a la intercara sólido/líquido [51-57]:

a) formación de una película de vapor estable (film boiling); este fenómeno se manifiesta por la formación de una película de vapor densa entre la superficie caliente y el líquido, debido a la ebullición del mismo, la cual impide que este último moje directamente la superficie del sólido. Este régimen de ebullición ocurre cuando existe una gran diferencia de temperatura entre la superficie caliente y el líquido. La cubierta de vapor ofrece una fuerte resistencia térmica a la extracción de calor;

b) ebullición nucleada (nucleate boiling), es el fenómeno mediante el cual se producen las más altas rapidezces de extracción de calor; la etapa comienza cuando la temperatura de la superficie del metal disminuye y la capa de vapor estable se rompe, produciéndose un violento hervor del líquido que favorece el transporte de energía térmica hacia el medio de enfriamiento;

c) enfriamiento por convección sin presencia de vapor; este fenómeno comienza cuando la temperatura de la superficie del metal se reduce a un punto tal que el hervor del líquido cesa; la rapidez de enfriamiento en esta etapa es más lenta que en la etapa de ebullición nucleada.

La ebullición es un proceso de evaporación que ocurre en una interfaz sólido-líquido. El proceso inicia cuando la temperatura de la superficie sólida, T_w , excede la temperatura de saturación, T_{sat} , que corresponde a la presión de saturación del líquido. Nukiyama [58] realizó un experimento en el que utilizó una resistencia eléctrica (alambre de cromo-níquel) sumergida en una tina de agua estancada para producir los distintos regímenes de ebullición bajo condiciones estacionarias. Para caracterizar a la temperatura de la superficie, utilizó $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$, que se denomina exceso de temperatura o sobrecalentamiento (ver Figura 2.8).

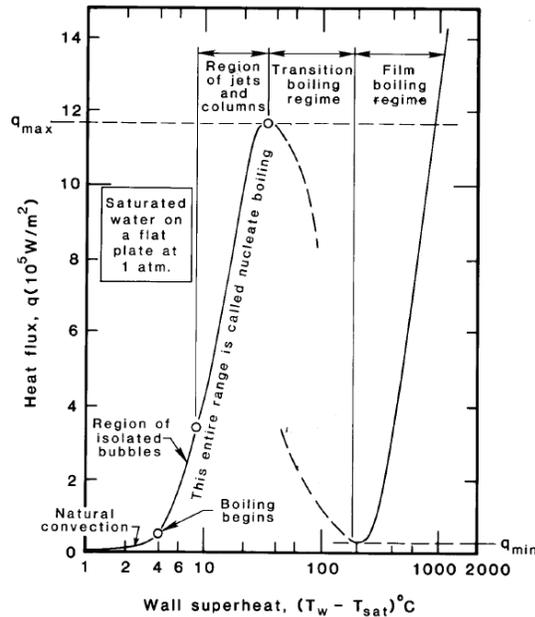


Figura 2.8. Regímenes de ebullición que se presentan en experimentos que utilizan alambres calentados eléctricamente en un baño de agua quieta [58].

Con sus experimentos, Nukiyama encontró que al incrementar la corriente eléctrica el agua se calentaba por convección natural si $(T_w - T_{\text{sat}}) < 4$. Cuando ΔT_{sat} alcanza el valor indicado por el primer círculo mostrado en la figura ocurrirá el inicio de la ebullición nucleada, por debajo de este valor el flux de calor, q , es proporcional a $(\Delta T_{\text{sat}})^{1/4}$. En el punto de inflexión de la curva de ebullición, el flux de calor alcanza su máximo valor. A este punto de la curva se le denomina “Flux de Calor Crítico” (CHF, por sus siglas en Ingles). A la región posterior al punto de inflexión se le denomina ebullición de transición, ebullición de película inestable o ebullición de película parcial. La fracción de la superficie cubierta por vapor aumenta conforme lo hace ΔT_{sat} ; a su vez, el flux de calor disminuye debido a que el vapor ofrece una mayor resistencia al flujo de calor que el líquido (ver Figura 2.8). Debido a la relación entre flux de calor y coeficiente de transferencia de calor, las curvas de la figura son similares cuando se expresan en términos del coeficiente de transferencia de calor. Al punto que separa al régimen de transición del régimen de capa de vapor se le conoce como temperatura de Leidenfrost. Como se puede ver en la Figura 2.8,

después del punto de Leidenfrost, es decir cuando la superficie del sólido está totalmente cubierta por la película de vapor, cualquier incremento del flujo térmico ocasionara que el sobrecalentamiento de la pared alcance valores muy grandes, con la posibilidad de superar repentinamente la temperatura de fusión del sólido.

Cabe recordar que el establecimiento de las temperaturas de principio y fin de las etapas de ebullición ha sido determinado con experimentos isotérmicos en fluidos estancados por Nukiyama, pero en procesos no estacionarios y en presencia de convección forzada hay mucho menos información en la literatura.

Tensi y colaboradores [20, 52-55, 59] investigaron la estabilidad de las etapas de ebullición en procesos de temple tanto para el caso de fluido estacionario como para el de fluido en movimiento con soluciones poliméricas y cilindros de Inconel de 15 mm x 100 mm. El resultado de su análisis demuestra que la complejidad para estudiar las etapas de película de vapor estable, ebullición nucleada y convección sin presencia de ebullición es que coexisten en la misma superficie en periodos cortos de tiempo. Por lo tanto, caracterizar fielmente los fenómenos estableciendo una condición de frontera térmica para cada una de las etapas, en términos de coeficientes de transferencia de calor o de flux de calor, se vuelve una tarea difícil. En este sentido, la forma más empleada para el cálculo del campo térmico ha sido establecer una condición de frontera térmica en forma de un coeficiente de transferencia de calor promedio que se asigna sobre las superficies activas de la pieza [11-12, 59].

2.5 Frente de mojado

Künzel y colaboradores [55] investigaron el fenómeno de mojado (o re-mojado) en superficies cilíndricas de aleaciones Cr-Ni enfriadas súbitamente en agua. Reportaron que la capa de vapor inicia su colapso en la tapa inferior del cilindro. La frontera donde ocurre el colapso continúa ascendiendo con una velocidad constante hasta llegar a la tapa superior del cilindro. Esta frontera móvil, donde colapsa la etapa de ebullición por película (régimen

de transición) y se da lugar a la ebullición por nucleación se le conoce también como **frente de mojado** (ver Figura 2.9). Sus experimentos se basaron en medir la conductividad eléctrica entre la probeta cilíndrica y el tanque de temple. Debido a los efectos aislantes de la película de vapor formada alrededor de toda la probeta, cuando ésta se encuentra a altas temperaturas (T_i) la continuidad eléctrica era muy baja. Cuando la película de vapor comenzaba a colapsarse en cualquier punto de la probeta (T_m), la conductividad se incrementaba proporcionalmente a la superficie donde la etapa de ebullición por nucleación tenía lugar.

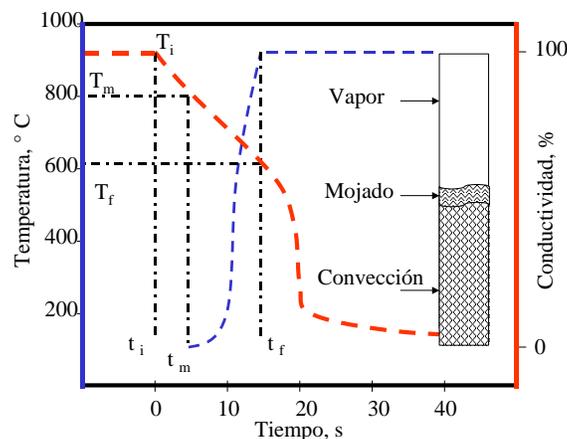


Figura 2.9. Curva tiempo-temperatura y frente de mojado asociada a la medición de conductividad [55].

Procesos de desarrollo reciente han impulsado el diseño de experimentos para cuantificar, con exactitud, el comportamiento del frente de mojado [56-57]. En [57], se reporta el uso de una esfera de plata para medir la duración de la etapa de ebullición nucleada transitoria. En esos experimentos se registraron datos de temperatura-tiempo obtenidos por medio de un termopar colocado en el centro geométrico de la probeta y al mismo tiempo se monitoreo el proceso de temple mediante hidrófonos posicionados cerca de la superficie de la esfera. Así, se cuantificó la duración de la etapa de ebullición nucleada evaluando la intensidad del sonido característica de la misma.

Por lo general el temple de piezas metálicas se realiza por lotes, es decir, dependiendo del tamaño, se introducen decenas de piezas en una cesta y esta a su vez se sumerge en el tanque de temple. El fluido de temple pasa a través de la cesta y de las piezas extrayendo cantidades significativas de calor a tal grado que la temperatura del baño puede incrementarse varios grados centígrados. Por lo anterior, se ha investigado [13,32-33] el efecto que tiene la **temperatura del baño** sobre la cinética o velocidad de frente de mojado (ver Figura 2.10).

Se ha observado que, al incrementar la temperatura del baño, la velocidad del frente de mojado disminuye. De acuerdo a la Figura 2.10 [59], una probeta de 45 mm de longitud enfriada en agua a 20 ° C requeriría de 2.96 segundos para que toda la superficie estuviera mojada (velocidad del frente de mojado 1.52 cm / s); pero si el baño estuviera a 50 ° C, a esa misma probeta le tomaría entre 7.5-12.8 segundos para que toda su superficie estuviera mojada.

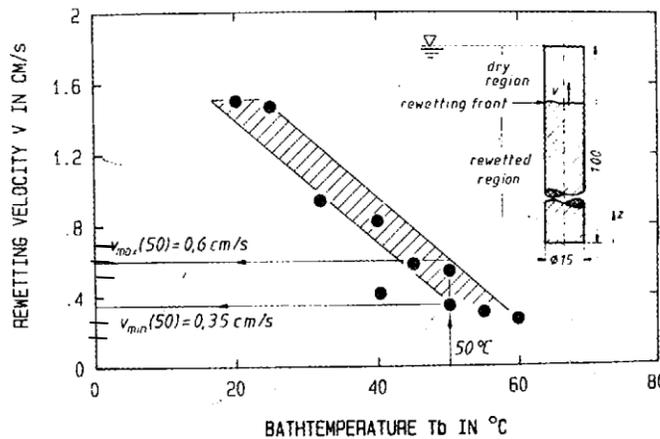


Figura 2.10. Velocidades del frente de mojado medidas en cilindros de Inconel (15 x 100 mm) como función de la temperatura del baño (estancado) [59].

Lo anterior demuestra que la temperatura del baño es una variable que afecta significativamente la estabilidad de los regímenes de ebullición por película y ebullición nucleada y debe ser tomada en cuenta para cualquier estudio de caracterización del frente de mojado en el proceso de temple.

Una forma de mejorar la extracción de calor de los fluidos utilizados para temple es la agitación. Por lo anterior, se han reportado trabajos que relacionan a la agitación con la estabilidad de los regímenes de ebullición ya antes descritos [21-30, 32-33]. La Figura 2.11 muestra un modelo de laboratorio diseñado para evaluar el efecto de la agitación sobre el poder de enfriamiento [13]. Se instrumentó una probeta de acero inoxidable AISI 304 con termopares para obtener curvas temperatura-tiempo. La agitación se cuantificó midiendo las revoluciones por minuto con la que gira la propela.

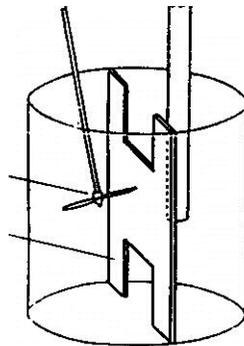


Figura 2.11. Tanque con modificador tipo H utilizado para la cuantificación del efecto de la agitación [13,23].

Las curvas temperatura-tiempo de estos experimentos presentan una forma similar a la curva mostrada en la Figura 2.2. Tomando la primera derivada de la temperatura con respecto al tiempo, se pueden ver con más claridad los cambios de pendientes de estas curvas; los cambios de pendientes describen de forma indirecta la estabilidad de los diferentes regímenes de ebullición, descritos al principio de este capítulo. Los resultados del experimento para cuantificar el efecto de la agitación sobre el frente de mojado, se presentan en la Tabla 2.1.

Tabla 2.1. Efecto de la agitación sobre la curva de rapidez de enfriamiento como función de la temperatura, usando un tanque de temple con un bafle en H [13,23].

Parámetro de la curva de enfriamiento	Velocidad de la propela, rev/min			
	0	500	1000	1300
Tiempo para alcanzar los 600 ° C (s)	11±2	9±2	8±2	8±1
Rapidez de enfriamiento a 300 ° C (° C / s)	57±2	56±2	55 ±2	56±2
Temperatura de transición de etapas A-B (°C)	723±3	746	724±14	702±38

La idea de medir el tiempo que le toma al centro de una pieza de acero para llegar a 600 ° C se debe a que esta temperatura coincide, en algunos aceros, con el inicio de transformación de fases diferentes a la martensita. Por lo cual, si la pieza lleva una rapidez de enfriamiento (°C/s) lo suficientemente alta a esta temperatura, será casi seguro que evitará las narices de transformación y con ello logrará la transformación a una fase martensítica pura [15].

De acuerdo a la Tabla 2.1, el centro de un cilindro templado en agua (estancada) con 20% de polímero llegará a 600 ° C en un tiempo de 11 segundos, mientras que si el fluido es agitado (1300 rpm), el centro llegará a 600 ° C en 8 segundos. La agitación del fluido aumenta la extracción de calor y por lo tanto, debiera esperarse una relación inversa entre la agitación y la estabilidad del régimen de ebullición con película. Sin embargo, cuando el fluido está estancado, la etapa de ebullición estable por película se destruye a los 723 ° C pero si el fluido se agita (1300 rpm), la envolvente de vapor se hace más estable, destruyéndose hasta los 702 ° C lo cual resulta contradictorio.

Otro trabajo [13, 22], reporta el uso de un dispositivo especialmente diseñado para evaluar el efecto de la agitación sobre la rapidez de enfriamiento (ver Figura 2.12). Esta vez, se utilizaron tubos en J para direccionar el fluido de forma axial o perpendicular a una superficie metálica cilíndrica. En la Tabla 2.2, se muestran los resultados del experimento de tubo en J, para flujo axial.

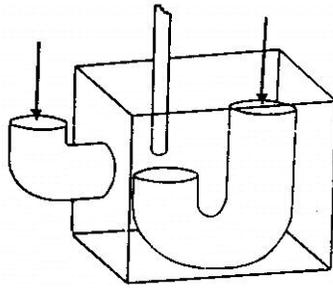


Figura 2.12. Sistema para evaluar el efecto de la agitación sobre la rapidez de enfriamiento [13, 22].

Tabla 2.2, Efecto de la agitación sobre la rapidez de enfriamiento en un tanque de temple con tubo en J [13, 22].

Parámetros de la curva de enfriamiento	Velocidad del flujo, m / s				
	0	0.2	0.3	0.6	0.9
Tiempo para alcanzar los 600 ° C (s)	9.4±2	6.6±0.1	5.3± 0.2	5.1±0.1	4.4
Rapidez de enfriamiento a 400 ° C (° C / s)	11.4±0.4	8.0±0.2	7.1±0.1	6.9±0.3	6.3
Transición de etapas A-B (° C)	741±7	799±5	810	815	850

Comparados con los resultados de la Tabla 2.2, estos datos presentaron menor dispersión. Sin que se haya comprobado, se puede pensar que los tubos en J utilizados para direccionar el fluido minimizaron también los efectos turbulentos del baño. La propela utilizada en el experimento de la Tabla 2.1 pudo provocar tal turbulencia que hizo difícil relacionar el efecto de la agitación sobre la extracción de calor.

El estudio con tubos en J demuestra que la estabilidad del régimen de ebullición con película se ve afectada de manera drástica por la agitación del fluido contenido en el tanque de temple. Cuando el fluido está en reposo la película de vapor se rompe a los 741 ° C; si el

fluido se agita (0.2 m / s) la capa envolvente de vapor se destruye apenas llega la superficie de la pieza a los 799 ° C.

2.6 Efecto del frente de mojado sobre el campo térmico.

El uso de pruebas que miden el endurecimiento de un material bajo ciertas condiciones de temple es una técnica comúnmente utilizada para medir la calidad de los baños de temple, ya que se sabe que las propiedades mecánicas resultantes de cualquier tratamiento térmico están vinculadas a la microestructura en el material, la que a su vez está controlada por la condición de frontera térmica característica del medio de enfriamiento [47, 52, 54].

En la Figura 2.13 se muestran datos reportados del avance del frente de mojado medido en diferentes puntos de la superficie de una probeta templada en un baño de agua (estancada) a 50 °C [59]. Las probetas utilizadas fueron construidas de acero al carbono (0.45 % C) de 25 mm de diámetro y 100 mm de longitud. Se obtuvieron mediciones de dureza superficial, que se graficaron junto con los valores del frente de mojado.

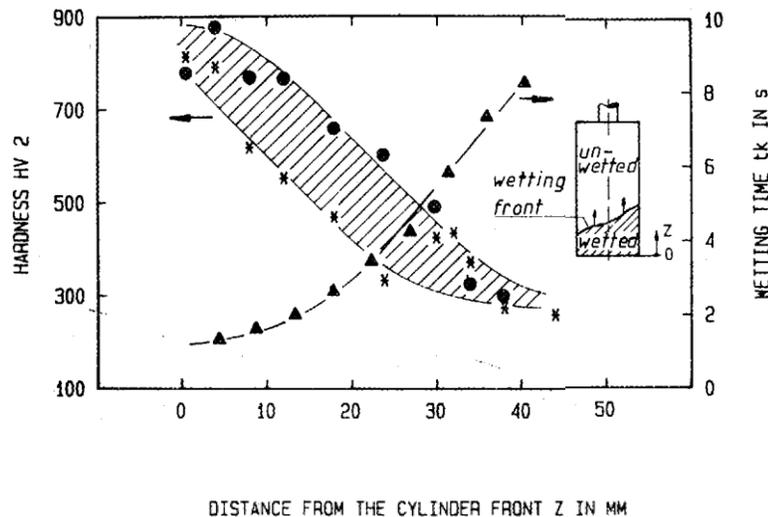


Figura 2.13. Tiempo de mojado (triángulos) y dureza superficial (círculos) de una probeta de 15 x 45 mm con 0.45 C, como función de la distancia [59].

Los resultados presentados en la Figura 2.13, son la prueba que las características del frente de mojado inciden sobre las propiedades mecánicas finales de la probeta.

2.7 Generación de esfuerzos en los procesos de temple.

A diferencia de la plata ($k=410 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) el acero posee una conductividad térmica baja ($k=50 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$), por lo que durante un proceso de temple de piezas metálicas, fabricadas con acero, se generan gradientes térmicos, y estos a su vez, producen esfuerzos [31] (ver Figura 2.14).

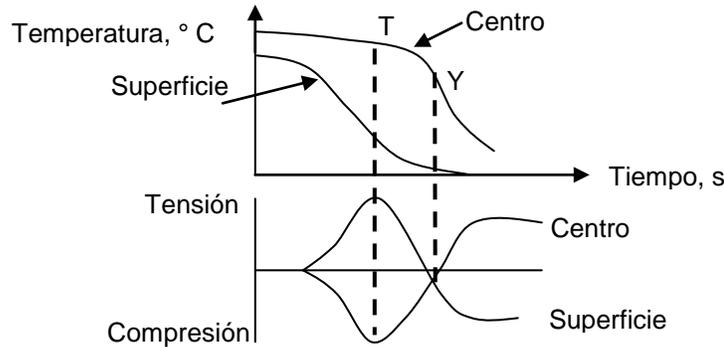


Figura 2.14. Esfuerzos térmicos desarrollados en un espécimen de acero. “T” es el tiempo al que ocurre el gradiente térmico máximo; “Y” es el tiempo al que se revierte el esfuerzo [31]

Como se muestra en la Figura 2.14, es fácil generar un gradiente térmico entre el centro y la superficie de un espécimen metálico sometido a temple. Cuando la superficie se enfría, se contrae y somete al centro a esfuerzos de compresión, al mismo tiempo el centro reacciona, sometiendo a la superficie a esfuerzos de tensión. Conforme pasa el tiempo, el centro (ahora más caliente que la superficie) comienza a enfriarse y por lo tanto se contrae, poniendo a la superficie en compresión lo que a su vez somete al centro a tensión.

El coeficiente de transferencia de calor y el flux de calor superficial son las condiciones de frontera térmica más usadas en el cálculo de gradientes térmicos de materiales templados. En la práctica, para calcular esfuerzos térmicos algunos investigadores recaban información del cambio de temperatura en función del tiempo, en un punto de la superficie o el centro de una probeta [10, 31]. El cambio de la temperatura con el tiempo, medido en un punto, se utiliza para estimar la condición de frontera térmica para el cálculo del campo térmico y este a su vez para predecir los esfuerzos térmicos.

Sin embargo, para tener una predicción más exacta de los esfuerzos producidos durante el proceso de temple, es requisito indispensable tomar en cuenta a los fenómenos de mojado ya que estos afectan de manera significativa la condición de frontera térmica a la cual está sujeta la superficie metálica [10-11].

2.8 Adquisición de las curvas de enfriamiento con termopares

La manera más común de describir a los tratamientos térmicos es mediante el uso de historias térmicas; éstas se miden con probetas de prueba metálicas instrumentadas con termopares [15, 17]. Un termopar o termocople consiste de dos alambres metálicos de diferente composición química que son unidos al final de una de sus puntas usualmente por medio de soldadura. Cuando existe una diferencia de temperatura entre la junta fría y la junta caliente se produce una diferencia de voltaje que puede ser medida y está relacionada con la temperatura de la llamada junta caliente.

Para muchas aplicaciones, especialmente en procesos con un enfriamiento súbito, es importante identificar la rapidez de respuesta óptima del termopar. La respuesta de un termopar es principalmente función de las dimensiones, construcción y propiedades térmicas de los materiales del termopar, así como del método de aislamiento y las condiciones de instalación.

Los termopares comerciales se unen en una de sus puntas (junta caliente) de tres formas (ver Figura 2.15); la unión más común es una junta caliente que se encuentra totalmente

aislada (Figura 2.15(a)). Si el experimento bajo estudio requiere alta velocidad de respuesta del termopar se recomienda usar un termopar de diámetro pequeño y con la junta de unión descubierta (ver Figuras 2.15(c) y 2.16).

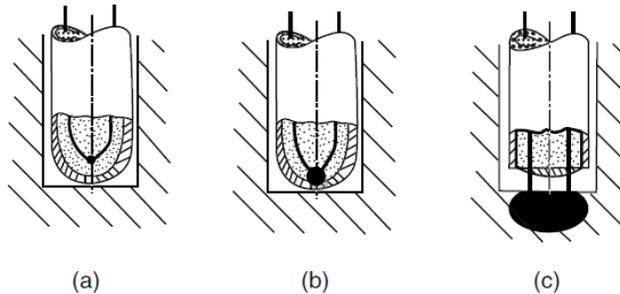


Figura 2.15. Esquema de la construcción de la junta caliente de un termopar: a) termopar con cubierta metálica y polvo de cobertura en la junta caliente; b) termopar con polvo de cobertura y junta caliente soldada a la cubierta metálica; c) termopar con alambres soldados fuera de la cubierta metálica (junta caliente descubierta) [15].

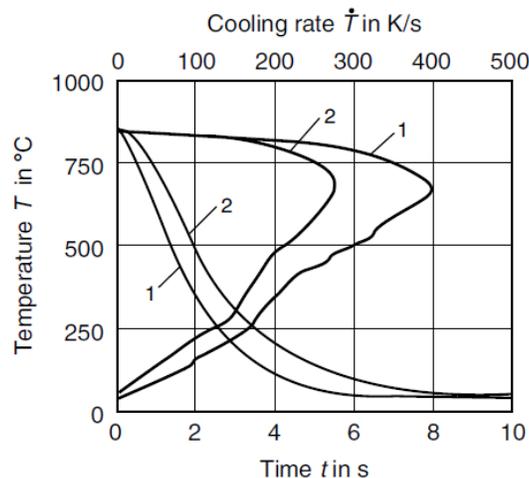


Figura 2.16. Sensibilidad de la respuesta térmica de un termopar posicionado en el centro de una probeta cilíndrica de 8 mm de diámetro de acero al Cr-Ni enfriada súbitamente con agua a 25°C: 1) termopar de 0.5 mm de diámetro; 2) termopar de 1 mm de diámetro [15].

La Figura 2.16 muestra las rapidez de respuesta de dos termopares con fundas de protección de 0.5 y 1 mm de diámetro [15]. Para procesos de temple bajo condiciones

reproducibles, la máxima rapidez de enfriamiento y los gradientes térmicos al interior de la pieza son más significativos cuando se utiliza un termopar de dimensiones pequeñas. El tiempo de respuesta también puede disminuirse si las puntas son soldadas con una aleación de plata.

Las curvas de rapidez de enfriamiento para procesos de temple se obtienen usualmente utilizando probetas de prueba instrumentadas con termopares que permiten obtener el cambio de temperatura en función del tiempo en un punto específico de la probeta; una vez obtenida la historia térmica se procede a la derivación de la función para obtener la curva de rapidez de enfriamiento. Las probetas de prueba pueden ser cilíndricas, esféricas o cuadradas [1-2, 60]. Las probetas más comunes son cilíndricas, con relaciones longitud-diámetro de 3 a 4 y con termopares localizados en el centro geométrico de la probeta [1, 20, 32-33].

Hay varias normas internacionales que permiten obtener el análisis de las historias térmicas durante el temple de probetas metálicas; las más comunes son: ASTM D6200 para temple con fluido estancado, y ASTM D6482 y D6549 para medios de temple agitados. Dos parámetros pueden obtenerse a partir del análisis de la curva de rapidez de enfriamiento: la máxima rapidez de enfriamiento y la rapidez de enfriamiento a 300°C. La rapidez de enfriamiento a 300°C puede utilizarse para indicar la probabilidad de distorsión o fractura en la pieza metálica sometida a temple.

La principal limitación del análisis de la curva de rapidez de enfriamiento es la poca información que se tiene para describir a la cinética del frente de mojado. Maniruzzaman y Sisson [61] desarrollaron un experimento en el cual pudieron videografiar el proceso de ebullición de una probeta de acero de 9.525 mm de diámetro y 38.1 mm de largo fabricada en acero AISI 4140 (ver Figura 2.17), templada con aceite mineral del tipo Houghton T7A (Houghton International) utilizando un dispositivo experimental en H.

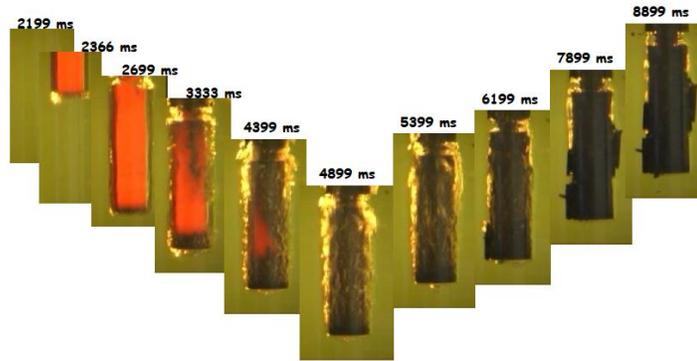


Figura 2.17. Imágenes de la superficie de una probeta cilíndrica de acero 4140 (9.525 mm de diámetro y 38.1 mm de largo) durante su temple en Houghton T7A (Houghton International) [61].

En el trabajo de Maniruzzaman y Sisson se presenta el esquema de la Figura 2.18 en el que se muestran las regiones en las que se sub-divide la curva de ebullición.

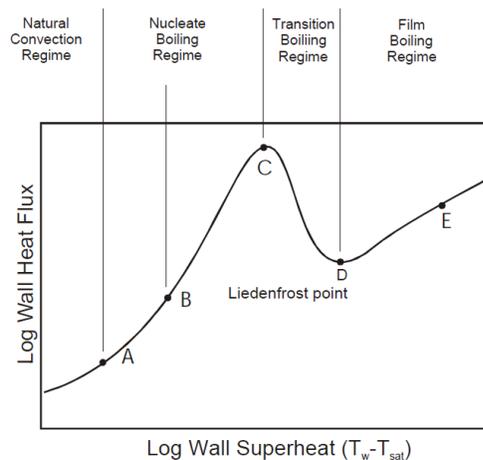


Figura 2.18. Descripción de la curva de ebullición inversa en la superficie de una probeta metálica sometida a temple [61].

De acuerdo a las imágenes mostradas en la Figura 2.17, la probeta genera una capa de vapor estable en cuanto entra al medio de temple (ver etapa D-E de la Figura 2.18) y se enfría lentamente mediante, principalmente, al mecanismo de radiación. La curva de flux de calor de una probeta cilíndrica templada con Houghton T7A presenta una región de

ebullición nucleada (ver sección A-C de la Figura 2.18) que, a su vez, puede ser dividida en dos sub-regiones: a) ebullición nucleada en el seno del líquido (bulk boiling) y b) ebullición nucleada local (local boiling) [61].

La ebullición nucleada en el seno del líquido (etapa B-C de la Figura 2.18) ocurre en líquido saturado; en este caso las burbujas que se generan no colapsan al alejarse de la superficie metálica caliente, formando una columna de burbujas. La ebullición nucleada local (tramo A-B de la curva de la Figura 2.18) se presenta en un líquido sub-enfriado por lo que las burbujas formadas en la superficie caliente condensan instantáneamente al alejarse de la misma.

2.9 Temple por inmersión

La transferencia de calor durante el proceso de temple por inmersión es influenciada por muchos factores, pero principalmente, por las dimensiones y forma de la parte metálica a tratar térmicamente y el medio de enfriamiento utilizado. En los tratamientos térmicos muy pocos parámetros pueden ser controlados verdaderamente; sin embargo, la influencia de algunas variables importantes del temple han sido referidas a los tiempos en los que inicia el frente de mojado (t_s), tiempo final de mojado (t_f), la duración del frente de mojado Δt_w y el coeficiente de transferencia de calor (ver Tabla 2.3).

Tabla 2.3. Influencia de algunas variables operativas del fluido y del sólido sobre la cinética del frente de mojado [15].

Variables del fluido	t_s, t_f	Δt_w	Coefficiente de transferencia de calor
Incremento de la agitación	↓	↓	↑
Aumento de la temperatura del baño	↑	↑	↓
Variables del sólido			

Incremento de la difusividad térmica	↑	↑	↑
Aumento del diámetro de probeta	↑	↑	
Mayor rugosidad en superficie	↓	↓	↑
Mayor oxidación en superficie	↓	↓	↓

En los trabajos de Patel y Bell [62]; Baumeister y colaboradores [63]; y Nishio e Hirata [64] se puede observar que la temperatura mínima de existencia de la capa de vapor se incrementa conforme la difusividad térmica de la pared decrece. Analizando los datos disponibles para agua y fluidos criogénicos, Klimenko y Snytin [65] concluyeron que las propiedades térmicas de la pared tienen un efecto importante sobre la temperatura mínima de formación de la capa de vapor. En general a mayores valores de difusividad térmica se puede obtener una capa de vapor estable a temperaturas bajas; lo anterior se debe a que se extrae más calor de la superficie metálica. En el trabajo de Bradfield [66] se afirma que las superficies rugosas son más fáciles de mojar en comparación con las superficies pulidas, ya que las cavidades en la superficie actúan como sitios de nucleación que promueven la formación de la etapa de ebullición nucleada. Esta observación es consistente con los resultados del trabajo de Cumo y colaboradores [67] y Baumeister y Simon [68], quienes reportaron un incremento en la temperatura mínima de coexistencia de la etapa de película de vapor estable conforme la rugosidad de la superficie se incrementaba.

En una revisión bibliográfica, Carbajo [69] notó que el tipo de material utilizado tiene un pequeño efecto sobre el flujo de calor crítico, mientras que el efecto sobre la temperatura mínima de formación de vapor estable es pronunciado. Los valores de temperatura mínima para la formación de capa de vapor también tienden a incrementarse conforme la superficie de la probeta metálica se oxida. Lo anterior se debe a que la capa de óxido tiene un bajo valor de difusividad térmica y por lo tanto se transfiere menor cantidad de calor a través de la superficie mojada.

A partir de una revisión de la literatura se puede aseverar que los datos disponibles para relacionar a la temperatura mínima de formación de la capa de vapor estable con la rugosidad superficial, el nivel de oxidación y el subenfriamiento del líquido, presentan una dispersión significativa en los diferentes experimentos planteados hasta hoy. Por lo anterior, Sinha y colaboradores [70] plantearon un experimento para cuantificar la dependencia de la temperatura mínima con respecto a la rugosidad superficial, nivel de oxidación y el subenfriamiento de líquido. Para ello se realizaron temples de barras utilizadas como combustible nuclear utilizando agua destilada como fluido de trabajo. Las conclusiones de trabajo de Sinha y colaboradores permiten aseverar que la temperatura inicial de la barra no tuvo ninguna influencia sobre la temperatura mínima. Una temperatura de inicio alta solo incrementa la duración de la etapa de vapor estable. La temperatura mínima parece tener una correlación con el nivel de subenfriamiento del líquido (si la temperatura del líquido cambia de 10K a 2 K, entonces la temperatura mínima varía de 510°C a 390°C respectivamente). La rugosidad superficial tiene un efecto apreciable sobre las temperaturas de mojado: incrementando los niveles de rugosidad se obtienen mayores valores de temperatura mínima. La curva de ebullición tiende a moverse hacia arriba y hacia la derecha cuando se aumenta la rugosidad de la superficie.

Capítulo 3. Procedimiento experimental

En este capítulo se describe el método experimental desarrollado para estudiar el fenómeno de ebullición en probetas metálicas calientes sometidas a temple en un equipo de laboratorio bajo condiciones relevantes para el ámbito industrial. Como se ha mencionado anteriormente, el temple es un tratamiento térmico que inicia con un calentamiento hasta una temperatura en la cual se obtiene una única microestructura llamada austenita; posteriormente, la pieza metálica se enfría súbitamente con la finalidad de formar una nueva fase, de nombre martensita, que le confiere al acero una alta dureza. Para lograr un enfriamiento súbito se suelen utilizar fluidos cuyas temperaturas de saturación son mucho menores a la temperatura de austenización y es práctica común que el medio de temple esté en movimiento.

Como se mencionó en el capítulo “Antecedentes”, la estabilidad del frente de mojado se ve afectada de manera significativa por los patrones de flujo cercanos a la frontera sólido-fluido. Por tal razón, los dispositivos utilizados en varias investigaciones reportadas en la literatura (tanque con modificador tipo H y tanque de tubos en J) no son recomendables ya que se podría crear dispersión en los resultados, debido a la turbulencia que se genera cerca de la superficie de la probeta experimental.

Con la finalidad de realizar un análisis detallado de la cinética del frente de mojado en piezas metálicas durante el proceso de temple, se diseñó un dispositivo experimental que favorece un frente de mojado estable. Es indispensable asegurar que el campo de velocidad alrededor de la probeta de prueba sea lo más reproducible posible, por lo que se requiere de un equipo que garantice una condición de flujo completamente desarrollado, condición que hasta el momento no se ha encontrado reportada en la literatura referente al tema del estudio de la cinética del frente de mojado.

3. 1. Experimentos de caracterización de flujo con la Técnica PIV

El dispositivo mostrado en la Figura 3.1 fue montado en el laboratorio del Departamento de Reología y Mecánica de Materiales dirigido por el Dr. Roberto Zenit Camacho del Instituto de Materiales de la Universidad Nacional Autónoma de México. En este laboratorio se utilizó la técnica de PIV (por sus siglas en inglés, Particle Image Velocimetry) para determinar los perfiles de velocidad en el ducto del dispositivo experimental. Para ello se utilizó un equipo de Velocimetría de Laser Doppler (LVD) compuesto por una cámara de video (Kodak Mega Plus ES1.0/Type 16(30 Hz)) y un láser con una fuente de poder NewWare Gemini.

La técnica de PIV consiste en adquirir, en una zona del fluido, imágenes fotográficas bajo ciertas condiciones (tiempo de exposición y lapso entre imágenes) que permitan determinar posiciones sucesivas de partículas o semillas (típicamente poliamida), sembradas previamente en el fluido. Para visualizar las partículas en el fluido se utiliza un plano de láser, que cruza una sucesión de lentes (esféricos y cilíndricos) y espejos, para poder controlar el espesor del plano y la colocación del mismo, que son parámetros fundamentales para la calidad de las imágenes adquiridas.

En la fase de adquisición, las posiciones sucesivas de partículas en el flujo se encuadran con una cámara CCD (Charge Coupled Device) que permite recoger un conjunto de imágenes separadas en intervalos de tiempo conocidos. Para calcular la función de correlación cruzada y determinar el desplazamiento medio de grupos de partículas en porciones pequeñas del campo, denominadas ventanas de interrogación, se utiliza un algoritmo basado en análisis por FFT (por sus siglas en inglés: Fast Fourier Transformation) [71].

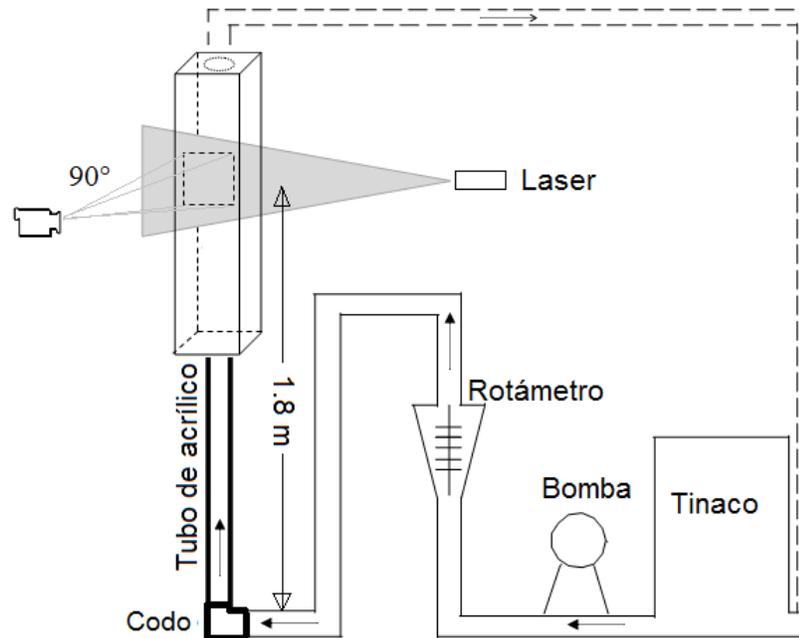


Figura 3.1. Diseño experimental para la evaluación del perfil de velocidad usando la técnica PIV. Las flechas indican el flujo del agua.

El sistema experimental mostrado en la Figura 3.1 funciona con una bomba de $\frac{1}{2}$ HP que impulsa agua (contenida en un tanque) que fluye a través de todo el circuito de tuberías a un flujo volumétrico establecido mediante un rotámetro. El tubo de acrílico transparente permite video grabar el plano de láser y las semillas trazadoras sembradas en el sistema experimental.

El primer paso dentro de la técnica de PIV es la calibración de la imagen, para lo cual es importante obtener el factor de magnificación; esto se realiza midiendo el número de pixeles que corresponde a una longitud conocida. Para evitar distorsión de la imagen debido a la forma curva del tubo y reducir las reflexiones que se producen en la pared del tubo cuando es iluminado por la hoja de luz láser, el ducto de acrílico transparente se encerró en una caja de vidrio. La caja de vidrio debe llenarse a su vez con agua para reducir el índice de refracción que se tiene entre el aire y el agua. La cámara CCD debe estar ortogonal al plano del láser (ver Figura 3.1). Para el control de la cámara de CCD, la fuente de láser, así como la adquisición, pre-procesado, procesado y post-procesado de imágenes se utiliza el equipo de Dantec Dynamics's *FlowMap*.

En la Figura 3.2(a) se muestra una fotografía, tomada a 1.8 m de altura del tubo de acrílico transparente, de una sección por donde fluye agua a temperatura ambiente a una velocidad promedio de 0.4 m/s. Previamente se colocaron partículas de poliamida (de 20 micrómetros de diámetro), utilizadas como trazador. Se observan reflejos de luz producto de la reflexión del láser en la pared del tubo. Para obtener buenos resultados con el esquema de correlación cruzada se aplicaron una máscara y un filtro a los 50 pares de imágenes obtenidos en cada experimento para dar mayor resolución a la zona de flujo y eliminar reflejos de luz, respectivamente (ver Figuras 3.2(b) y 3.2(c)).

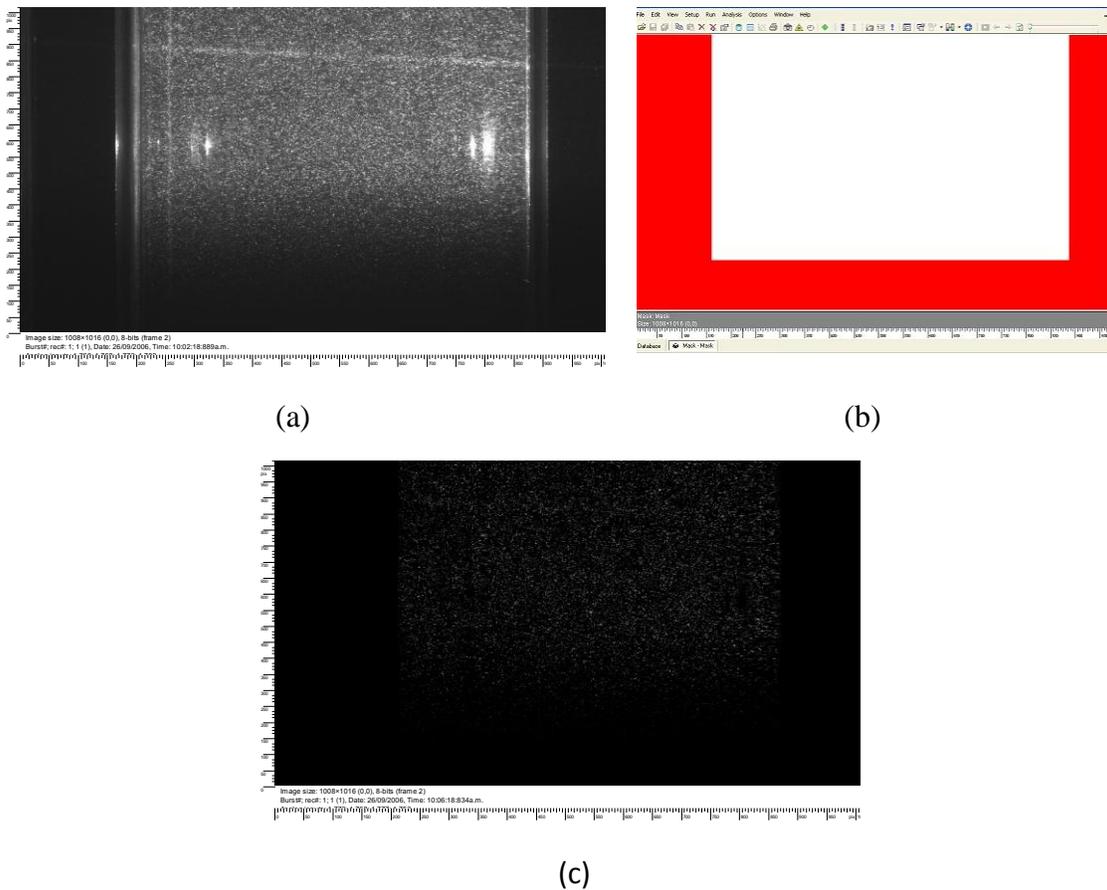


Figura 3.2. Imágenes de agua a 25 °C, sembrada con partículas de poliamida (20 micrómetros de diámetro), fluyendo por el tubo vertical: a) imagen tomada por la cámara CCD; b) máscara; c) imagen después de aplicar máscara y filtro para eliminar reflejos.

En la fase de adquisición de imágenes no siempre es posible evitar la presencia de reflexiones de luz láser o la formación de porciones de imagen no utilizables para la medida (ver paredes del tubo en la Figura 3.2(a)). Y aunque es posible recurrir a un pre-procesado de las imágenes, que sea capaz de reducir el ruido presente en estas, conviene resaltar que de acuerdo a la experiencia adquirida en el laboratorio del Dr. Zenit Camacho, es muy importante cuidar la fase de adquisición (sembrado, iluminación, etc.) ya que un tratamiento previo de las imágenes conlleva necesariamente a una pérdida de información o bien a una alteración, aunque sea pequeña, de la imagen del campo de flujo.

Es importante mencionar que en la técnica de correlación cruzada no se pretende seguir el desplazamiento de cada partícula en las ventanas de interrogación, mas bien se busca seguir el desplazamiento medio de cada grupo de partículas, por medio de un coeficiente de correlación C (fase de procesado de imágenes). El pico de dicho coeficiente permite obtener el desplazamiento buscado; es decir el vector en el plano de correlación (ver figura 3.3).

Para calcular la función de correlación cruzada es posible recurrir al teorema de Wiener-Khitchine [72], según el cual hay una equivalencia entre la anti-trasformada de Fourier de la densidad espectral de potencia y la función de correlación de la señal considerada (la formulación de este teorema, no se incluye en este trabajo). Además utilizando esta metodología es posible reducir el tiempo computacional exigido en la etapa de procesado debido a que es posible obtener las transformadas de la señal utilizando transformadas discretas rápidas de Fourier (FFT).

La Figura 3.3 muestra el campo de desplazamiento con ventanas de interrogación de diferentes tamaños. Por lo general, al principio de las pruebas se recomienda estimar el campo de desplazamiento utilizando ventanas de interrogación lo suficientemente grandes y tiempos entre parpadeos del láser cortos; si el flujo tiene números de Reynolds grandes, o tiempos entre parpadeos del láser largos; si el flujo tiene números de Reynolds bajos (ver Tabla 3.1).

Tabla 3.1. Tiempos óptimos entre parpadeos del láser para la técnica de PIV utilizada para la evaluación experimental del perfil de velocidad de un flujo de agua que circula en un tubo de 45 mm de D.I. (ver Figura 3.1).

Número de Reynolds para agua a temperatura ambiente fluyendo en un tubo de 45 mm de D.I. ($\rho = 998.2 \text{ kg m}^{-3}$; $\mu = 0.001003 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$)	Tiempo óptimo de parpadeo de láser (μs). Estimados experimentalmente.
8957	750
17,913	500
26,870	50

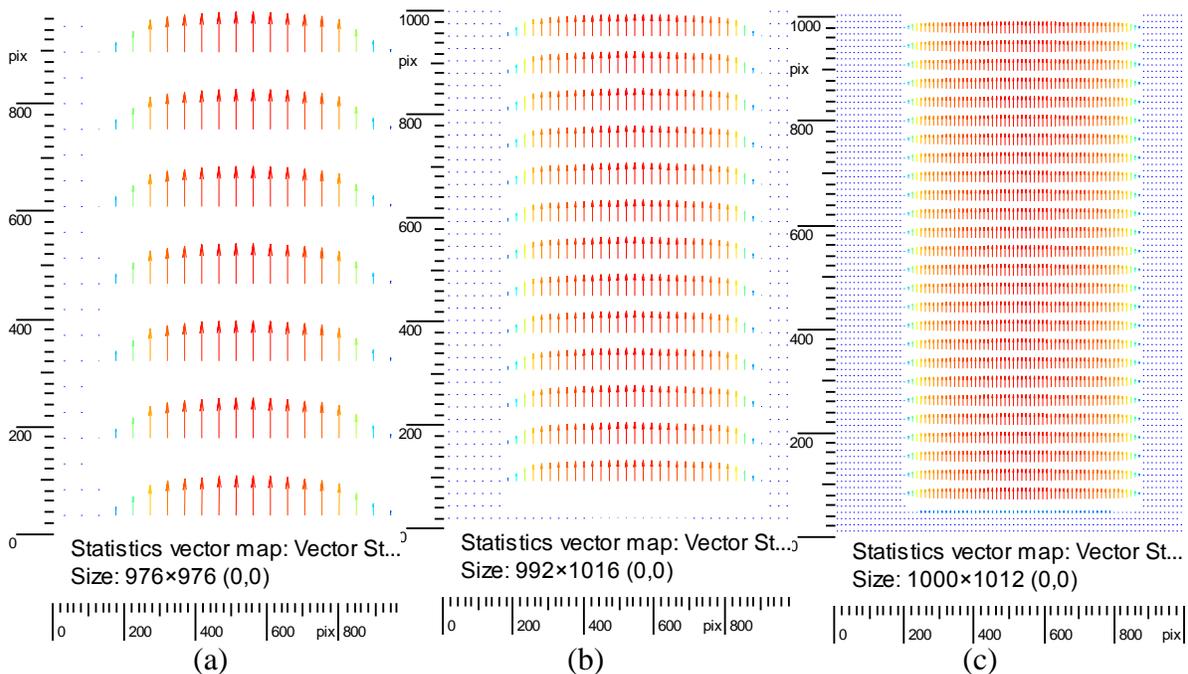


Figura 3.3. Vectores que resultan del procesado con PIV de un campo de agua a 25 °C fluyendo en el ducto a una velocidad de 0.4 m/s. La sección mostrada corresponde a una altura de 1.8 m desde el codo de 90°. Tiempo entre parpadeos del láser de 500 μs y ventanas de interrogación: a) 64 \times 64 píxel, b) 32 \times 32 píxel y c) 16 \times 16 píxel.

Una vez que se establece el tiempos entre parpadeos del láser adecuado, se pueden ir reduciendo las ventanas de interrogación para aumentar la precisión de las magnitudes de desplazamiento (ver Figura 3.3) y con la posibilidad que muchos de los vectores representen picos de correlación erróneos (outliers).

Una vez realizado el procesamiento de imágenes se procedió a evaluar los campos de velocidad (pos-procesado de imágenes) utilizando el *software* Flow Manager. Los campos de velocidad pueden guardarse en archivos *.txt para graficarse posteriormente (ver Figura 3.4).

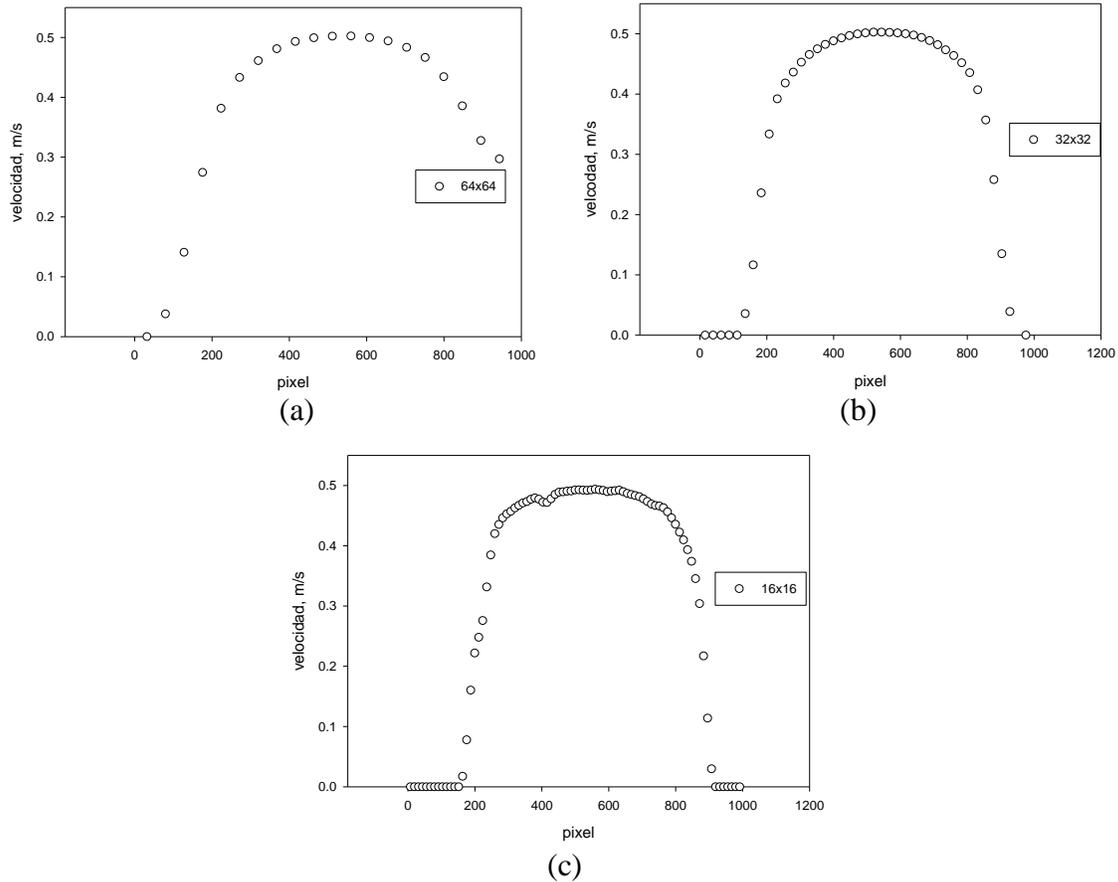


Figura 3.4. Perfil de velocidades obtenido con la técnica PIV para un ducto de 45 mm de diámetro y agua a 25 °C fluyendo a una velocidad de 0.4 m/s; ventanas de interrogación: a) 64×64 píxeles, b) 32×32 píxeles y c) 16×16 píxeles. Tiempo entre parpadeos del láser de 500 μ s.

En la Figura 3.4 se observa el perfil de velocidad obtenido para las condiciones mostradas en la Figura 3.3. En la Figura 3.4(a) se observa que el perfil de velocidad (campo de interrogación de 64×64 píxeles) está poco definido en la región de las paredes del tubo y la magnitud promedio de velocidad, es decir, el área bajo la curva del campo de

interrogación resulto ser de 0.42 m/s. En la Figura 3.4(b) se observa que el perfil de velocidad resultante de un campo de interrogación de 32×32 píxel, está muy bien definido en las paredes del tubo; la magnitud promedio de velocidad resultante fue de 0.40 m/s. En la Figura 3.4(c) se observa que el perfil de velocidad en las zonas alejadas a la pared muestra variaciones importantes debido a picos de correlación erróneos (outliers) generados en la etapa de procesamiento; la magnitud promedio de velocidad resultante fue de 0.42 m/s.

El procedimiento empleado en la Figura 3.4 se repitió para cada condición y altura de ducto de acrílico transparente estudiada (ver Tabla 3.2). La ventana de interrogación empleada en todos los experimentos fue de 32×32 píxel con tiempos entre pares de imágenes diferentes (ver Tabla 3.1).

Tabla 3.2. Matriz experimental para las mediciones de velocidad (utilizando la técnica de PIV) de agua fluyendo a temperatura ambiente.

Altura en el tubo, m	Número de Reynolds	Velocidad de prueba, m/s
0.3	31,349	0.7
0.9	31,349	0.7
1.2	31,349	0.7
1.5	8,957; 17,914; 26871 y 31349	0.2; 0.4; 0.6 y 0.7
1.8	8,957; 17,914; 26871 y 31349	0.2; 0.4; 0.6 y 0.7

En la Figura 3.5 se presentan los datos estimados del perfil de velocidad a través de un campo de interrogación de 32×32 píxel y tiempo entre parpadeos del láser de $50\mu\text{s}$, para agua a $25\text{ }^\circ\text{C}$ fluyendo a 0.7 m/s en un ducto 45 mm de diámetro para varias alturas en el tubo de acrílico transparente. Los resultados representan el promedio de 50 pares de imágenes.

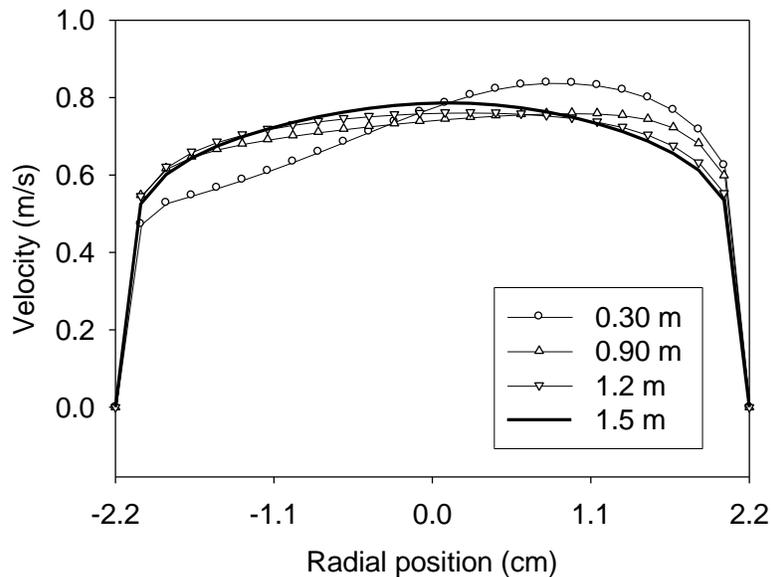


Figura 3.5. Perfiles de velocidad medidos (usando un campo de interrogación de 32x32 píxeles y tiempo entre parpadeos del láser de $50\mu\text{s}$), en un ducto de 45 mm de diámetro con agua fluyendo a 0.7 m/s (número de Reynolds de 31,349) y a una altura en el tubo de acrílico transparente de: 0.3 m (círculos); 0.9 m (triángulos-arriba); 1.2 m (triángulos-abajo); 1.5 m (línea).

De la Figura 3.5 se puede observar que para un número de Reynolds de 31,349 el perfil de velocidad correspondiente al campo de flujo que se encuentra a 0.3 m de altura del tubo de acrílico presenta un flujo no desarrollado debido a fluctuaciones continuas en las magnitudes de los componentes de velocidad radial y tangencial, y que son producto de la turbulencia generada por el codo de 90° que se encuentra en el sistema experimental de la Figura 3.1. Las perturbaciones del campo de velocidad a lo largo del tubo de acrílico producto de las variaciones de las componentes de velocidad radial y tangencial, comienzan a desvanecerse (sin desaparecer totalmente del sistema) cuando el fluido recorre una distancia de 1.5 m, es decir, los valores de velocidad aguas arriba del tubo fluctúan en torno a un valor medio y son debidas principalmente a oscilaciones en la componente de velocidad axial.

Entonces, de acuerdo a los experimentos de PIV, se determina que, para el sistema experimental mostrado en la Figura 3.1, el flujo de agua alcanza un perfil desarrollado para una relación L/D igual a 34 cuando fluye agua a un número de Reynolds de 31,349 a temperatura ambiente. Por seguridad, los experimentos que se realizaron para determinar la cinética del frente de mojado en la superficie de probetas metálicas cilíndricas se llevaron a cabo a una velocidad máxima de 0.6 m/s (número de Reynolds de 26,870); valor medido dentro del tubo de acrílico transparente y un plano del flujo libre a un altura de 1.7 (ver Figura 3.8).

3.2 Diseño de las probetas metálicas

Para estudiar a la extracción de calor en los procesos de temple se han utilizado probetas de geometría simple fabricadas con diversos materiales [13]. En China y Japón se utilizan por norma cilindros de plata de $\text{Ø}10$ mm x 30 mm, mientras que en USA se utilizan cilindros de la aleación Inconel 600 de $\text{Ø}12.5$ mm x 60 mm. Se han utilizado probetas cilíndricas de base plana para caracterizar la capacidad de enfriamiento de diferentes medios de temple [48]; probetas con diferente geometría en la punta fueron investigadas por primera vez por Narazaki y colaboradores [60]. Estos investigadores reportan diferentes valores de extracción de calor, es decir diferentes comportamientos en la curva de rapidez de enfriamiento para un mismo fluido (estudiaron agua estancada así como soluciones poliméricas en agua) dependiendo de la geometría de la probeta.

En este trabajo de tesis se retoman las geometrías utilizadas por Narazaki y colaboradores (probetas cilíndricas de cara plana y de punta semiesférica) y además se propone el uso de una probeta cilíndrica de punta cónica (ver Figura 3.6). En todos los casos se colocaron cuatro termopares, de $1/16''$ de diámetro, en los barrenos que se indican en la figura.

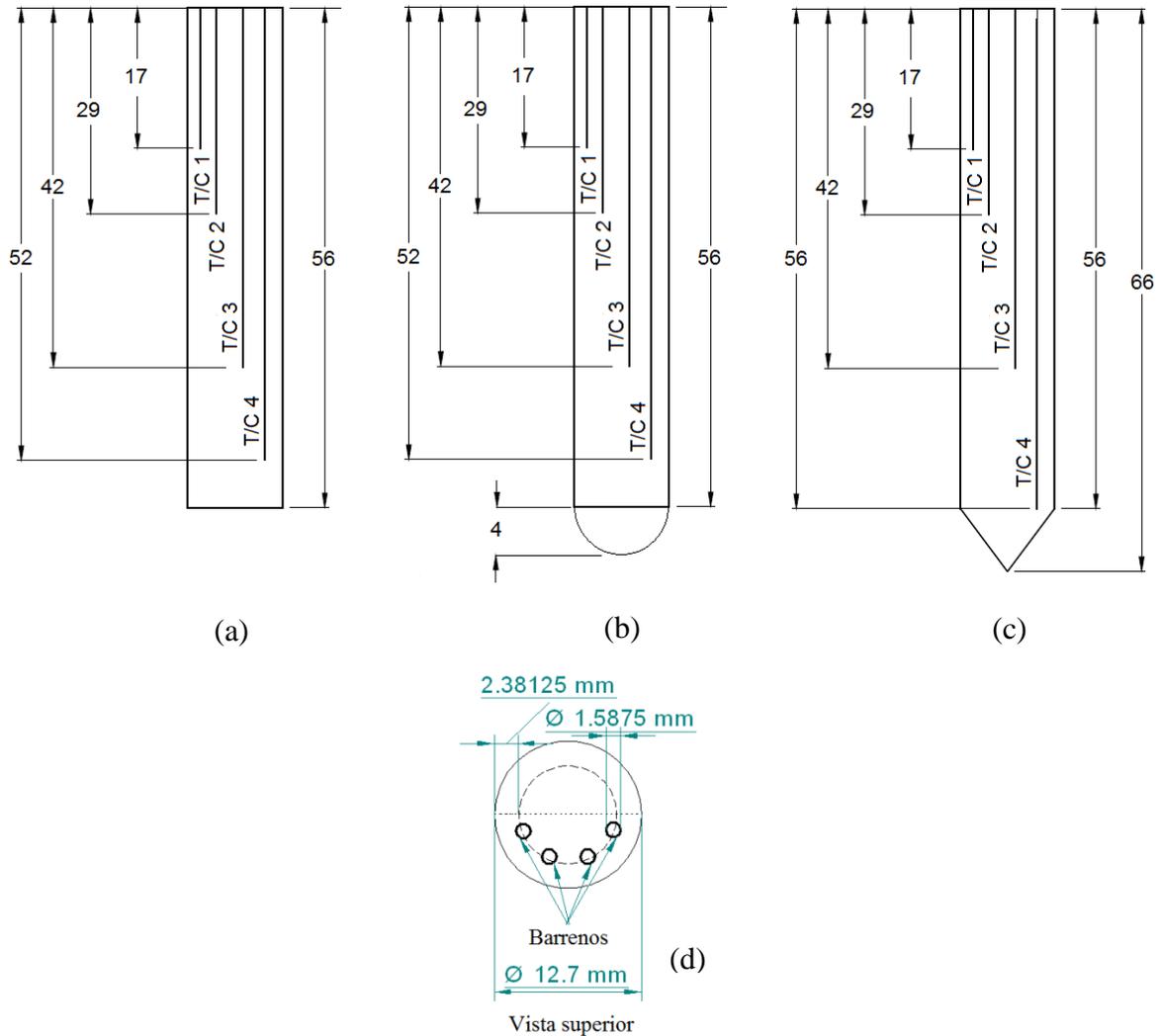


Figure 3.6. Probetas de prueba (las dimensiones son en milímetros): (a) probeta cilíndrica de cara plana (vista lateral); (b) probeta cilíndrica de punta semiesférica (vista lateral); (c) probeta cilíndrica de punta cónica (vista lateral); (d) vista superior para cualquiera de las tres probetas.

Las probetas mostradas en la Figura 3.6 se fabricaron con acero inoxidable AISI 304. Este acero no presenta transformaciones de fases en el rango de temperaturas de interés (900°C a 60°C) y reduce la formación de costras de óxido en la superficie de la probeta, con lo cual se logra una excelente reproducibilidad de las historias térmicas medidas al interior del sólido (ver Figura 3.7).

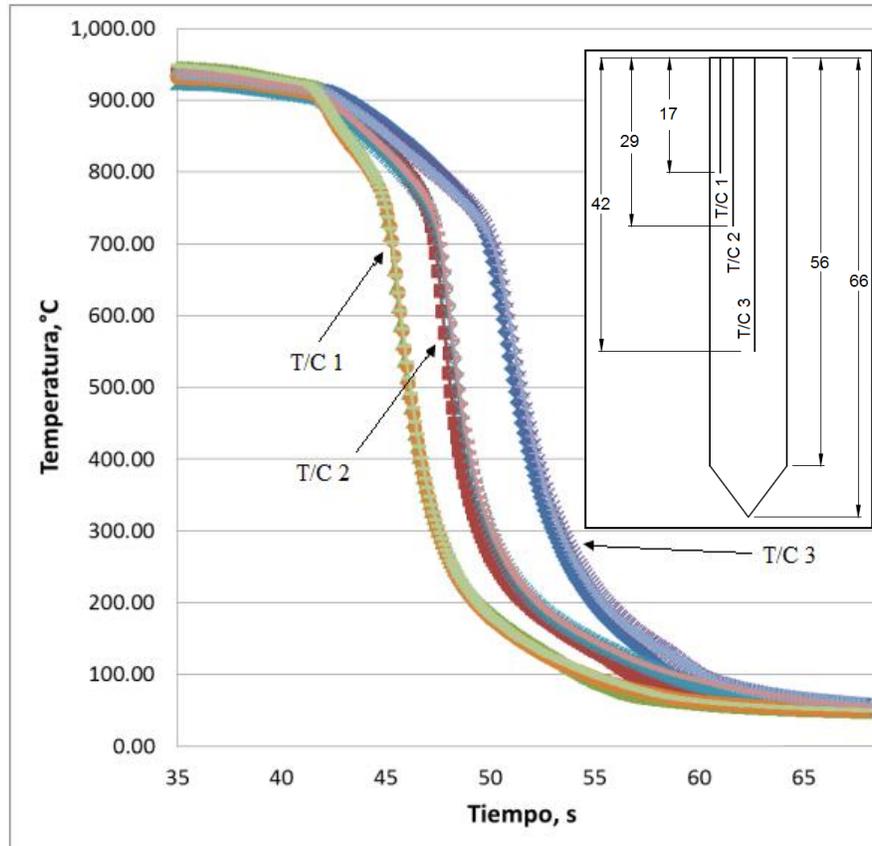


Figura 3.7. Reproducibilidad experimental de la probeta de punta instrumentada con termopares tipo K de 1/16 de pulgada. Tres experimentos superpuestos durante el temple de una probeta calentada a 920 °C y enfriada hasta los 60 °C.

3.3 Construcción y funcionamiento del dispositivo experimental utilizado para la caracterización de la cinética del frente de mojado.

Los experimentos de este trabajo de tesis, enfocados a caracterizar la cinética del frente de mojado, se resumen en la Tabla 3.3. Cada experimento se realizó por triplicado.

Tabla 3.3. Matriz experimental y métodos utilizados.

Probetas cilíndricas con puntas de diferente geometría.	Condiciones de flujo en el tubo antes de impactar a la probeta (velocidad promedio, m/s,; número de Reynolds)	Métodos experimentales en frío para trazar patrón de flujo alrededor de probetas	Métodos utilizados para determinar la cinética del frente de mojado en experimentos en caliente	Simulación con la herramienta de CFD* para determinar campos de presión y velocidad: número de celdas utilizadas
base plana	0.2; 8957 0.4; 17,913 0.6; 26,870	hilos, tinta, burbujas de aire	Termopares, cámara de alta velocidad	102,325
punta semicircular	0.2; 8957 0.4; 17,913 0.6; 26,870	hilos y tinta	Termopares, cámara de alta velocidad	112,175
punta cónica	0.2; 8957 0.4; 17,913 0.6; 26,870	hilos y tinta	Termopares, cámara de alta velocidad	105,973
*CFD (por sus siglas en inglés: Computational Fluid Dynamics)				

En todos los experimentos es indispensable asegurar que el campo de velocidad alrededor de la superficie metálica sea lo más reproducible que se pueda (condición de flujo desarrollado); con base a los resultados de las mediciones con PIV se fabricó el sistema experimental que se muestra en la Figura 3.8.

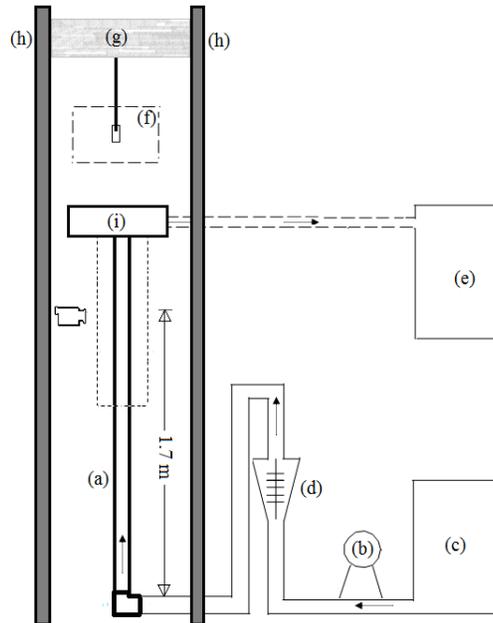


Figura 3.8. Dispositivo experimental para el estudio de la cinética del frente de mojado: (a) tubo de acrílico; (b) bomba de agua; (c) contenedor principal; (d) rotámetro; (e) contenedor secundario; (f) horno de resistencias de apertura tipo libro; (g) cabezal; (h) tubos guía; (i) contenedor secundario.

El dispositivo debe tener un tubo de acrílico (diámetro 45 mm) para poder video grabar los fenómenos de ebullición que ocurren en la superficie metálica de las probetas durante los distintos experimentos. La longitud del tubo (relación L/D) debe ser la correspondiente a la que garantice flujo desarrollado para un valor de número de Reynolds de 26,870. Aún así, se realizaron mediciones experimentales con PIV para números de Reynolds de hasta 31,349.

Se utilizó una bomba de 1/2 HP para hacer pasar fluido por el tubo de acrílico desde un contenedor principal. A partir de las mediciones de PIV y regulando el caudal con el rotámetro marca Cole-Palmer se estableció las velocidades promedio del agua en la zona previa al impacto con la probeta (zona de flujo libre).

Una vez que el fluido circula por el ducto y llega a la parte superior del mismo, se almacena durante un tiempo de residencia corto en un segundo recipiente (contenedor secundario).

Las salidas deben llevar este exceso de fluido a un contenedor de reciclaje y no al contenedor principal. Es importante que el fluido que ha pasado por el ducto (fluido viejo) no se mezcle con el fluido nuevo (almacenado en el contenedor principal y con una temperatura controlada de 60°C). El contenedor de reciclaje evitará que se tiren al drenaje grandes volúmenes de agua. El fluido utilizado como medio de enfriamiento se calienta (por medio de resistencias eléctricas) en el contenedor principal.

Para calentar a la probeta se utiliza un horno de resistencias tipo libro. Cuando la probeta metálica alcance la temperatura inicial, el horno se abre y se retira. Es importante mencionar que el horno fue diseñado y construido especialmente para que la apertura (apertura tipo libro) sea rápida y segura (ver Figura 3.9); es importante mencionar que la altura donde el horno funcionará es del orden de los 2.3 metros.

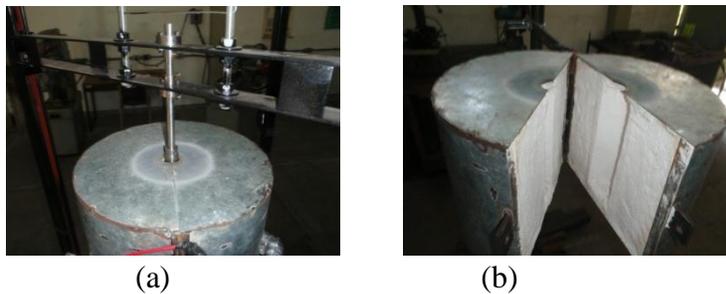


Figura 3.9. Horno de apertura tipo libro: (a) cerrado; (b) abierto.

Cuando la probeta está a la temperatura correcta y fuera del horno, se hace bajar un cabezal (ver Figura 3.8), que a su vez soporta una lanza guía que sujeta la probeta de prueba (ver Figura 3.10). Es importante mencionar que el cabezal debe moverse a una velocidad constante, lo que se logró con un motor eléctrico. La idea de utilizar un motor es que la pieza metálica siempre se introduzca al ducto de acrílico a una misma velocidad. Si se hace a mano, la inmersión puede darse de forma violenta y este impacto puede modificar desde un inicio la estabilidad de los fenómenos de ebullición.

Las puntas (positiva y negativa) de los termopares se conectan a una tarjeta de adquisición de datos marca IOTECH modelo TempScan 1100 (ver Figura 3.10). La tarjeta cuenta con 32 canales y una capacidad de lectura de hasta 10 muestras por segundo. La velocidad de adquisición, el disparo e interrupción de la lectura pueden ajustarse desde el software ChartView. El adquisidor de datos se conecta a una computadora por medio de un puerto serial (RS-232).

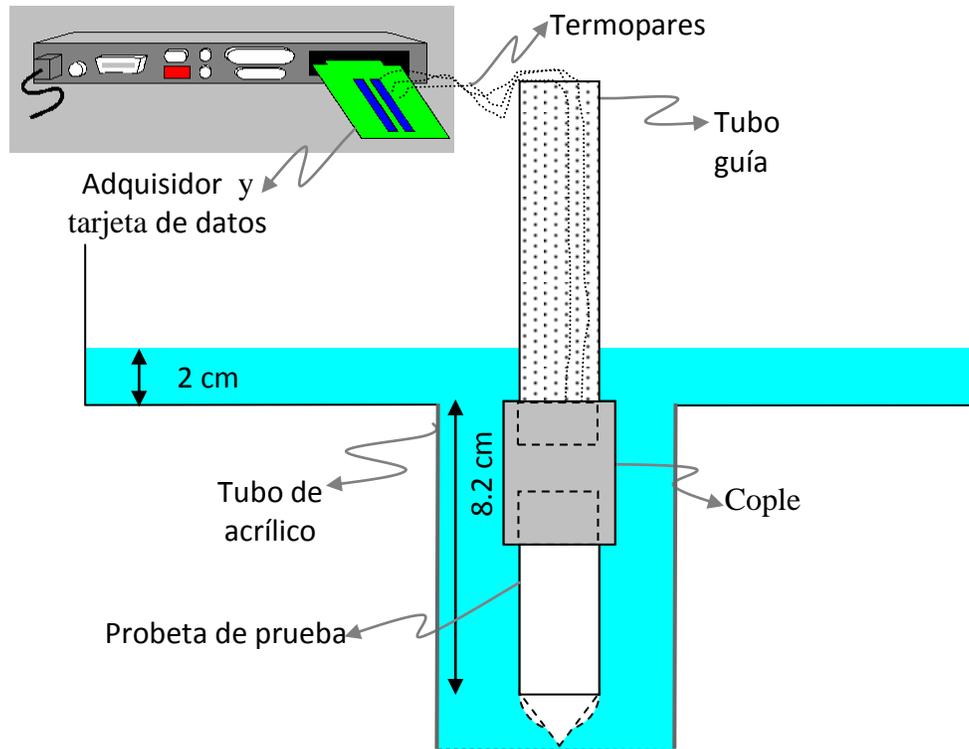


Figura 3.10. Detalle de la probeta metálica instrumentada y su posición dentro del desmotivo experimental descrito en la Figura 3.8.

Para evitar que los termopares de la probeta instrumentada se muevan o se zafen, es importante que los barrenos sean maquinados cuidadosamente para lograr orificios con un diámetro apenas más grande que el del termopar. Aunque los termopares entran dentro de los barrenos a presión, se debe evitar que el agua penetre al interior de los barrenos, ya que al introducir la probeta al horno, el agua que se llegue a infiltrar en los barrenos sufrirá un

cambio de fase (agua-vapor); el cambio de presión repentino al interior de los barrenos destruirá los termopares.

Para evitar dañar los termopares es importante cubrir la superficie de la probeta donde entran los termopares (ver Figura 3.11) con un cemento especial (*High Temperature Chemical Cement*) de la marca Omega, modelo OMEGABOND 600; este cemento tiene la peculiaridad de no disolverse en agua. La protección con el cemento debe renovarse después de cada experimento.



Figura 3.11. Instrumentación de la probeta metálica con termopares y protección de barrenos con cemento marca, modelo OMEGABOND 600, utilizado para evitar que se infiltre agua.

3.4 Simulaciones con CFD

Para estudiar el campo de velocidad y el campo de presión alrededor de la superficie de las probetas experimentales mostradas en la Figura 3.6, se recurrió al uso de la simulación matemática basada en CFD (por sus siglas en inglés: Computational Fluid Dynamics).

Como primer paso se seleccionó un dominio 3D que considera el comportamiento de la dinámica de fluidos de un líquido newtoniano, isotérmico, de densidad y viscosidad constantes, que circula en el interior de un ducto de 45 mm de diámetro en estado no estacionario. Con este primer dominio computacional (300114 celdas) se realizaron simulaciones para determinar la presión manométrica en la zona del ducto de acrílico donde se introduce la probeta experimental (ver Figura 3.10).

Conocida la presión manométrica en la parte superior del ducto se procede con el segundo paso el cual consiste en considerar un dominio computacional, también en 3D, pero tomando como sistema de estudio solo una “rebanada” (sección angular) de la parte superior del ducto donde la probeta metálica es sumergida. Con lo anterior se logra mejorar la visualización de los campos de presión y velocidad alrededor de las probetas; sin embargo el modelo en 3D con 643,539 celdas es poco eficiente, desde un punto de vista de tiempo de cómputo. Además de que el mallado tipo capa límite en el software de CDF, para dominios 3D, es difícil de utilizar. Por lo anterior los resultados de los campos de velocidad y presión que se muestran en esta tesis se estimaron a partir de un dominio computacional en 2D. Más adelante se demuestra que los resultados en este dominio 2D son equivalentes a los que podrían obtenerse con el dominio 3D.

3.4.1 Dominio computacional 3D sin probeta sumergida.

En la Figura 3.12 se muestra el dominio computacional que reproduce el diseño del sistema experimental mostrado en la Figura 3.8. Para reproducir las condiciones operativas del sistema experimental se utilizaron los parámetros y condiciones de frontera enlistados en la Tabla 3.4.

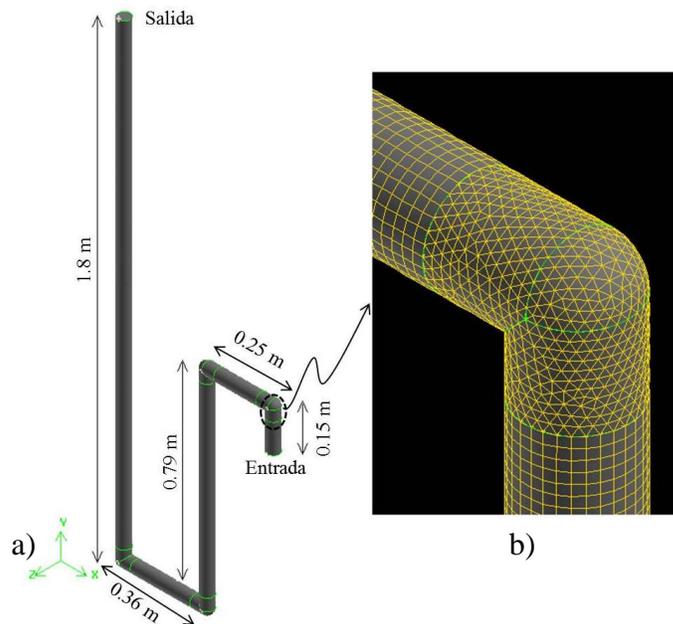


Figura 3.12. Dominio computacional 3D sin probeta: (a) dimensiones del sistema experimental mostrado en la Figura 3.8; (b) detalle de la discretización espacial de 300,114 celdas (celdas tetragonales híbridas en los codos a 90 ° y celdas hexagonales en las partes rectas de la tubería).

La simulación de flujo de fluidos fue resuelta considerando un régimen transitorio y turbulento (modelo $\kappa - \epsilon$), para lo cual los parámetros turbulentos se establecieron en base a las siguientes ecuaciones:

$$\kappa = \frac{3}{2} (v_m I)^2 \quad (3.1)$$

donde κ es la energía cinética turbulenta, I es la intensidad turbulenta y v_m la velocidad promedio del fluido.

$$I = 0.16 (Re_{D_H})^{-1/8} \quad (3.2)$$

donde Re_{D_H} es el número de Reynolds en función del diámetro hidráulico.

$$\epsilon = C_\mu^{3/4} \frac{\kappa^{3/2}}{\ell} \quad (3.3)$$

donde ℓ es la longitud de escala turbulenta y C_μ es una constante (0.09) y

$$\ell = 0.07 L \tag{3.4}$$

donde L es el diámetro del tubo.

Tabla 3.4. Parámetros y condiciones de frontera utilizadas en la simulación de CFD para el sistema espacial 3D mostrado en la Figura 3.12.

Velocidad de entrada (m/s)	Tipo de condición de frontera	Energía cinética turbulenta ($\kappa = m^2/s^2$)	Rapidez de disipación turbulenta ($\varepsilon = m^2/s^3$)
0.2	Velocity-inlet (entrada)	0.00015789	0.00010349
	Outflow (salida)		
0.4	Velocity-inlet (entrada)	0.00053107	0.00063841
	Outflow (salida)		
0.6	Velocity-inlet (entrada)	0.00107973	0.00185072
	Outflow (salida)		

La Tabla 3.5 muestra los valores de presión manométrica para un punto en el centro de la cara o frontera de salida del tubo de la Figura 3.12, después de 5 s de simulación. Estos valores fueron utilizados para realizar simulaciones de flujo de fluidos en un ducto de 45 mm con una probeta metálica sumergida (ver Figura 3.13).

Tabla 3.5. Datos de presión manométrica computados y estimados en el centro de la frontera de salida del dominio mostrado en la Figura 3.12, después de 5 s de simulación.

Velocidad de entrada (m/s)	Presión manométrica computada en CFD (Pascales)
0.2	25
0.4	122
0.6	248

3.4.2 Dominio computacional 3D con probeta sumergida.

En la Figura 3.13 se muestra un dominio computacional en 3D que reproduce el diseño del sistema experimental de la Figura 3.8, utilizando la simetría del sistema y considerando que la probeta metálica está sumergida en el ducto de 45 mm de diámetro. Para reproducir las condiciones operativas del sistema real, se utilizaron los parámetros y condiciones de frontera enlistados en la Tabla 3.6.

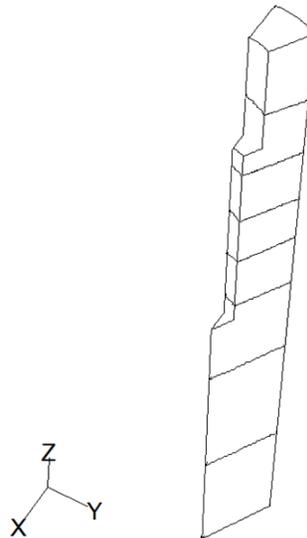


Figura 3.13. Dominio computacional 3D del ducto de acrílico de 45 mm de diámetro con probeta plana sumergida. Se utilizó la simetría del sistema para simular en CFD el flujo de fluidos únicamente en una rebanada de 30° del ducto.

Tabla 3.6. Condiciones de frontera utilizadas en la simulación de CFD para el dominio computacional en 3D mostrado en la Figura 3.13 y parámetros asociados. Los datos de Intensidad Turbulenta corresponden a un valor promedio calculado a partir de los datos discretos obtenidos con la técnica de PIV.

Velocidad de entrada (m/s)	Velocity-inlet (entrada)	Pressure Outlet (salida)
0.2	Intensidad turbulenta (0.99) Diámetro hidráulico (0.045 m)	Presión manométrica (25 Pas) Flujo másico (0.02645948 kg/s)
0.4	Intensidad turbulenta (0.99) Diámetro hidráulico (0.045 m)	Presión manométrica (122 Pas) Flujo másico (0.05291895 kg/s)
0.6	Intensidad turbulenta (1) Diámetro hidráulico (0.045 m)	Presión manométrica (248 Pas) Flujo másico (0.07937843 kg/s)

El valor de intensidad turbulenta mostrado en la Tabla 3.6 se estimó a partir de los datos experimentales de PIV (ver Tabla 3.7). Recordemos que en los experimentos de PIV se tomaron 50 pares de imágenes que, a su vez, arrojaron 50 mapas de perfiles de velocidad instantáneos para cada experimento (ver Figura 3.3b).

En la Tabla 3.7 se muestra, como ejemplo, los datos de dos perfiles de velocidad instantánea leídos en la misma coordenada x - y de dos diferentes mapas correspondientes al campo de velocidad característico de agua fluyendo por un ducto de 45 mm de diámetro a un número de Reynolds de 8,957 (ver Figura 3.1). Para estimar el valor de Intensidad Turbulenta mostrado en la Tabla 3.6 se aplicó la definición matemática de Intensidad Turbulenta (ver Ecuación 3.5) a los datos discretos de velocidad instantánea obtenidos con PIV para agua fluyendo a 0.2 m/s, 0.4 m/s y 0.6 m/s.

$$I = \frac{[v'_y v'_y]^{1/2}}{V_m} \quad (3.5)$$

donde I es la intensidad turbulenta; v'_y es la velocidad instantánea de la componente axial y V_m es la velocidad promedio dentro del ducto.

Tabla 3.7. Serie de datos experimentales de PIV para agua fluyendo a un valor de número de Reynolds de 8,957 por un ducto de 45 mm de diámetro; datos correspondientes a dos mapas de velocidad en las coordenadas $y = 615.5$ [píxel]; 111.5 [píxel] $< x < 927.5$ [píxel] (ver Figura 3.3b).

x -pos [pix]	V' [m/s] Mapa A	V' [m/s] Mapa B	$V' * V'$	$(V' * V')^{0.5}$	$(V' * V')^{0.5}/V_m$
111.5000	0.0300	0.0327	0.0011	0.0327	0.1617
135.5000	0.0570	0.0559	0.0031	0.0559	0.2918
159.5000	0.0940	0.0910	0.0083	0.0910	0.4776
183.5000	0.1337	0.1296	0.0168	0.1296	0.6800
207.5000	0.1632	0.1609	0.0259	0.1609	0.8372
231.5000	0.1843	0.1844	0.0340	0.1844	0.9525
255.5000	0.1955	0.1976	0.0391	0.1976	1.0155
279.5000	0.2024	0.2064	0.0426	0.2064	1.0558
303.5000	0.2096	0.2136	0.0456	0.2136	1.0929
327.5000	0.2168	0.2203	0.0485	0.2203	1.1289
351.5000	0.2236	0.2260	0.0511	0.2260	1.1614
375.5000	0.2298	0.2310	0.0534	0.2310	1.1903
399.5000	0.2357	0.2352	0.0553	0.2352	1.2162
423.5000	0.2396	0.2385	0.0569	0.2385	1.2347
447.5000	0.2414	0.2409	0.0580	0.2409	1.2458
471.5000	0.2423	0.2415	0.0583	0.2415	1.2495
495.5000	0.2426	0.2420	0.0586	0.2420	1.2517
519.5000	0.2432	0.2421	0.0586	0.2421	1.2535
543.5000	0.2432	0.2430	0.0590	0.2430	1.2558
567.5000	0.2432	0.2432	0.0592	0.2432	1.2564
591.5000	0.2427	0.2434	0.0592	0.2434	1.2556
615.5000	0.2418	0.2426	0.0589	0.2426	1.2512
639.5000	0.2395	0.2409	0.0580	0.2409	1.2409
663.5000	0.2363	0.2379	0.0566	0.2379	1.2248
687.5000	0.2313	0.2338	0.0546	0.2338	1.2011
711.5000	0.2255	0.2285	0.0522	0.2285	1.1724
735.5000	0.2188	0.2221	0.0493	0.2221	1.1389
759.5000	0.2127	0.2152	0.0463	0.2152	1.1051
783.5000	0.2056	0.2075	0.0431	0.2075	1.0670
807.5000	0.1972	0.1991	0.0396	0.1991	1.0235
831.5000	0.1843	0.1876	0.0352	0.1876	0.9606
855.5000	0.1639	0.1674	0.0280	0.1674	0.8556
879.5000	0.1346	0.1386	0.0192	0.1386	0.7055
903.5000	0.0932	0.0948	0.0090	0.0948	0.4855
927.5000	0.0579	0.0591	0.0035	0.0591	0.3021

En la Figura 3.14 se muestra una gráfica de contornos de Intensidad Turbulenta para agua fluyendo a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro con una probeta cilíndrica de cara plana sumergida. Los valores de Intensidad Turbulenta que se muestran en la Figura 3.14 (b) se generaron a partir de los datos computados en una rebanada de 30 ° del ducto de 45 mm de diámetro y se despliegan en una cara de simetría generada a 180 °.

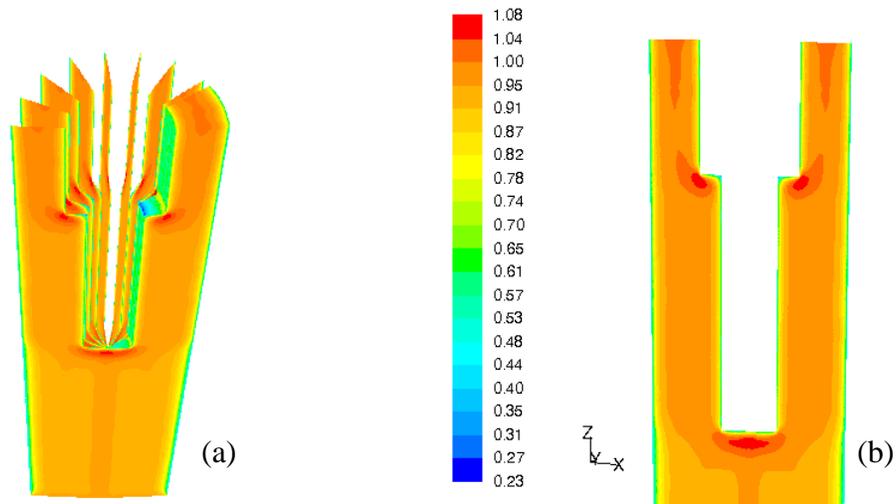


Figura 3.14. Contornos de Intensidad Turbulenta simulados con CFD para agua fluyendo a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro y una probeta cilíndrica de cara plana sumergida: (a) rebanada del ducto donde se computaron los datos y despliegue de caras a diferentes ángulos de rotación y (b) vista 2D de la rebanada del ducto.

En la Figura 3.15 se presenta una gráfica de contornos de presión total computados con CFD para el caso donde agua fluye a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro con una probeta cilíndrica de cara plana sumergida.

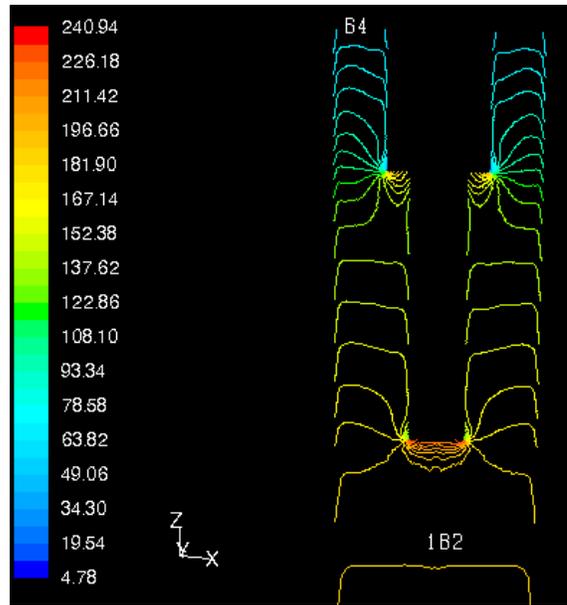


Figura 3.15. Contornos de presión total (Pascuales) simulados con CFD para agua fluyendo a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro y una probeta cilíndrica de cara plana sumergida. Datos desplegados en una vista 2D.

3.4.3 Dominio computacional 2D con probeta sumergida.

En la Figura 3.16 se muestra el dominio computacional en 2D que representa el sistema tridimensional mostrado en la Figura 3.13. Como sistema, se seleccionó un dominio 2D con flujo axi-simétrico que considera el comportamiento de la dinámica de fluidos de un líquido newtoniano, isotérmico, de densidad y viscosidad constantes, que circula en el interior de un ducto vertical de 45 mm de diámetro en estado no estacionario. Dentro del ducto, el agua circula en contra de la fuerza de gravedad e impacta a un cilindro de cara plana, de 12.7 mm de diámetro y 52 mm de largo que se localiza concéntricamente con respecto al tubo de 45 mm de diámetro interno. A su vez la probeta metálica esta sujeta con un cople tal y como se muestra en la Figura 3.10. Se aprovechó la simetría del sistema.

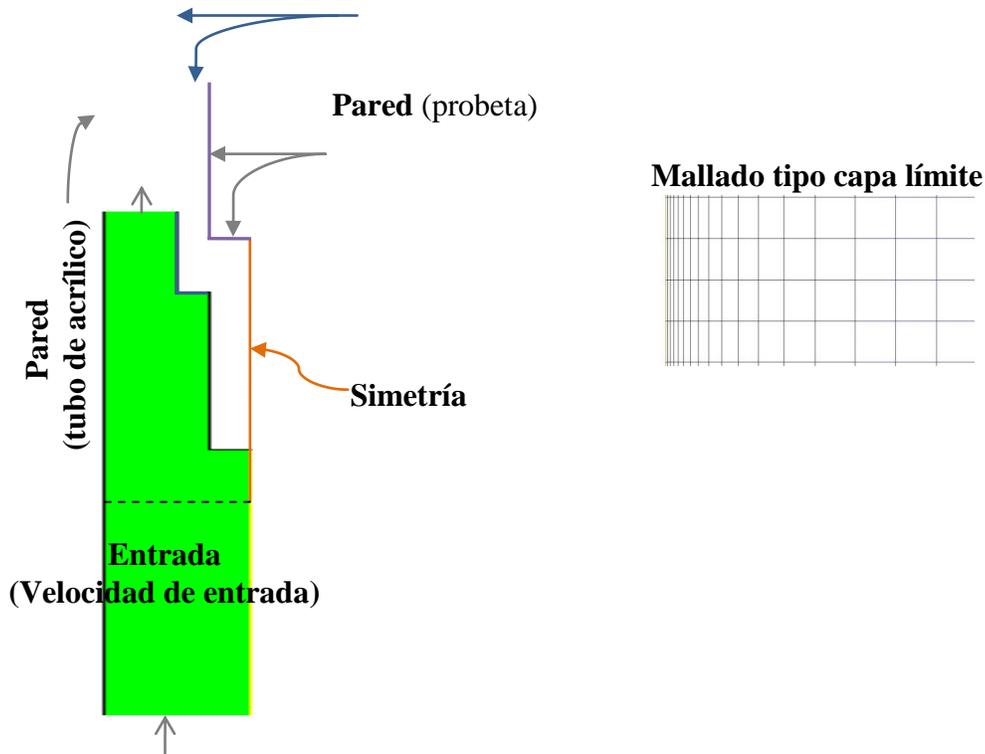


Figura 3.16. Dominio computacional en 2D de la probeta sumergida en un ducto de 45 mm de diámetro; se aprovecha la simetría del sistema para reducir los tiempos de cálculo. A la derecha se presenta un acercamiento donde se muestra la discretización espacial tipo capa límite que se utilizó en la vecindad de las *paredes* del dominio.

La discretización espacial para el caso de la probeta cilíndrica de base plana, que se muestra en la Figura 3.16, fue de 102,335 celdas. Para los demás casos (probeta metálica de punta cónica y punta semiesférica) el número de celdas varía en función de la forma de la probeta y la adaptación del dominio al mallado tipo capa límite (ver Tabla 3.3).

Las condiciones de frontera utilizadas para simular la dinámica de fluidos de este dominio en 2D se enlistan en la Tabla 3.8.

En la Figura 3.17 se puede ver, en un plano de simetría, los contornos de Intensidad Turbulenta para agua fluyendo a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro con una probeta cilíndrica de cara plana sumergida.

Tabla 3.8. Condiciones de frontera utilizadas en la simulación de CFD para el dominio computacional en 2D mostrado en la Figura 3.16.

Velocidad de entrada (m/s)	Velocity-inlet (entrada)	Pressure Outlet (salida)
0.2	Intensidad turbulenta (0.99) Diámetro hidráulico (0.0225 m)	Presión manométrica (25 Pas) Diámetro hidráulico (0.01135 m)
0.4	Intensidad turbulenta (0.99) Diámetro hidráulico (0.0225 m)	Presión manométrica (122 Pas) Diámetro hidráulico (0.01135 m)
0.6	Intensidad turbulenta (1) Diámetro hidráulico (0.0225 m)	Presión manométrica (248 Pas) Diámetro hidráulico (0.01135 m)

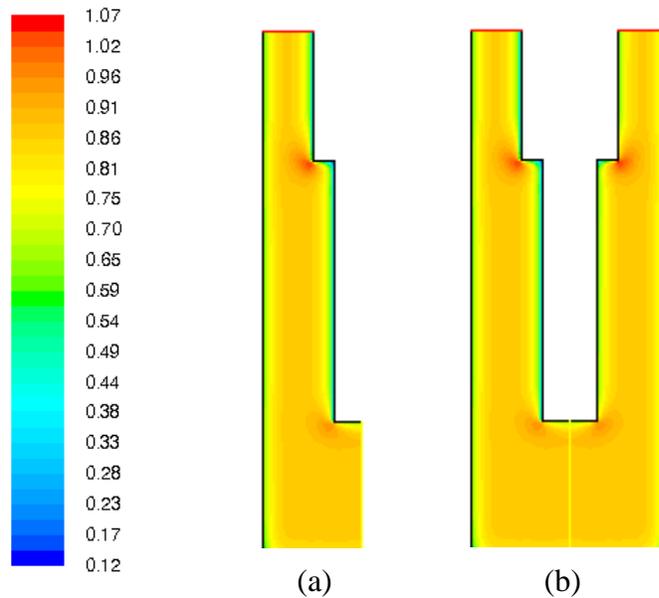


Figura 3.17. Contornos de Intensidad Turbulenta simulados con CFD para agua fluyendo a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro y una probeta cilíndrica de cara plana sumergida: (a) dominio mostrado en la Figura 3.16 y (b) dominio generado mediante una operación de reflejo del dominio del inciso (a).

Si se compara la Figura 3.17 y 3.14 se puede observar que en ambos casos la intensidad turbulenta tiene valores altos en la esquina de la probeta y en la esquina del cople. El valor alcanza un máximo en la esquina del cople de 1.07 y 1.08 respectivamente para los casos de

la Figura 3.17 y 3.14; en forma general ambas Figuras tienen los mismos valores, lo que indica la pertinencia de utilizar el dominio 2D.

En la Figura 3.18 se puede ver una gráfica de contornos de presión total computados con CFD para el caso donde agua fluye a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro con una probeta cilíndrica de cara plana sumergida, considerando un dominio en 2D.

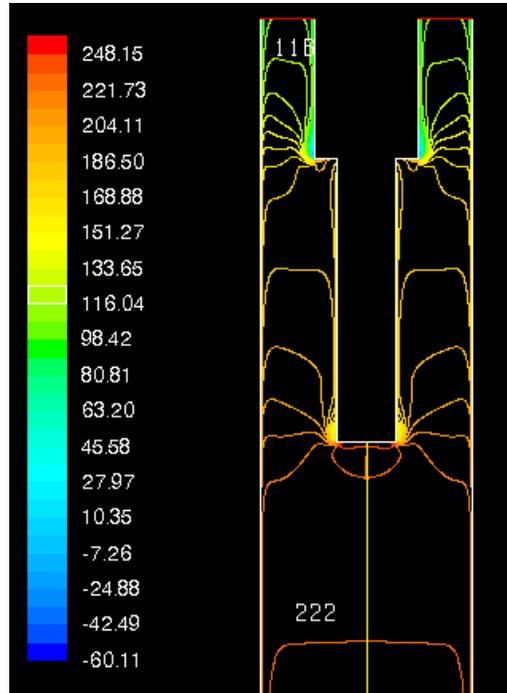


Figura 3.18. Contornos de presión total (Pascales) simulados con CFD para un plano de simetría en 2D. El sistema considera agua fluyendo a 0.2 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro y una probeta cilíndrica de cara plana sumergida.

Si se comparan las Figuras 3.18 y 3.15 se observa que los campos de presión corresponden en forma y en magnitud; siempre y cuando se tome la diferencia de presiones entre la entrada y la salida. Por ejemplo, la Figura 3.18 tiene un valor de presión total a la entrada de 222 Pascales y a la salida de 116 Pascales, es decir, según la simulación con CFD existe un ΔP de 106 Pascales. En cambio en la Figura 3.15 el ΔP computado es de 98 Pascales; lo que parece indicar una buena correspondencia en las simulaciones 3D y 2D.

Algo importante se observa en la Figura 3.18, donde se utiliza una malla para capa límite, se detecta una presión negativa en la esquina del cople. Pero en la Figura 3.15, en el mismo punto de la esquina del cople, el valor mínimo es de 4.78 Pascales y la presión nunca llega a valores negativos debido a que el mallado alrededor de la probeta y el cople no es del tipo capa límite, es decir, las celdas son muy gruesas y se podría estar perdiendo información importante en la vecindad de las probetas. El valor negativo de presión total en ANSYS-Fluent indica un valor de presión menor a la presión atmosférica.

Por todo lo anterior, para estudiar con mayor profundidad al comportamiento del campo de velocidades y el campo de presiones alrededor de las probetas metálicas mostradas en la Figura 3.6 se determinó trabajar en un dominio computacional en 2D con mallado tipo capa límite en las paredes (ver Figura 3.16). Además, todos los resultados de CFD que se presenten más adelante tendrán como condición de frontera de entrada el mismo perfil de flujo desarrollado que se obtuvo experimentalmente con base a la técnica de velocimetría por imágenes de partículas (ver Ecuación 3.6).

$$u(r) = \left[\frac{(0.2389 \times 10^{-6} + |r|)}{0.6791 \times 10^{-3} + 1.007 * |r|} + 7.131 * |r| \right] * u_{avg} \quad -R < r < R \quad (3.6)$$

donde $u(r)$ es la distribución de velocidad en el plano de entrada, u_{avg} es la velocidad promedio de esa distribución, r es la posición radial medida a partir del centro del tubo y R es el radio del tubo.

Las instrucciones para compilar la Ecuación 3.6, como condición de entrada, en el *software* de CFD se describen en el Apéndice 1.

4. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se muestran las observaciones y mediciones obtenidas a través de los experimentos así como los resultados de simulaciones computacionales que apoyan la discusión.

4.1 Observaciones experimentales

Como se detalla en el Capítulo 3, en este trabajo se diseñó y construyó un dispositivo experimental para estudiar la dinámica del frente de mojado en procesos de temple por convección forzada de probetas cilíndricas maquinadas con acero inoxidable AISI 304 con diferentes geometrías (base plana, punta semicircular y punta cónica). En la Tabla 4.1 se muestran los valores del número de Reynolds en la corriente libre del tubo de acrílico de la Figura 3.1 para cada valor de velocidad del agua estudiado. Los números de Reynolds se calcularon con base al diámetro interno del tubo y con las propiedades del agua evaluadas a temperatura ambiente.

Tabla 4.1. Valores de Intensidad Turbulenta y número de Reynolds en la corriente libre del tubo de acrílico de la Figura 3.1 para cada valor de velocidad del fluido estudiado.

Velocidad, m/s	Número de Reynolds	Intensidad Turbulenta
0.2	8900	0.99
0.4	17800	0.99
0.6	26700	1.0

A continuación se presentan las mediciones de la respuesta térmica durante el temple para las condiciones de trabajo, las historias de rapidez de enfriamiento derivadas de ellas así como un análisis de imágenes extraídas de las videograbaciones. Las posiciones de los termopares se muestran en la Figura 3.6.

4.1.1 Probetas de base plana

Frente de mojado

En la Figura 4.1, se presentan cuatro imágenes de probetas cilíndricas de cara plana calentadas a 915 °C y enfriadas en agua a 60 °C que fluye a una velocidad (en la corriente libre, es decir antes de pasar por la probeta) de 0.20 m/s. Las imágenes corresponden a tiempos de 0.2 s, 7.5 s, 9.2 s y 15 s después de haber sumergido la probeta en el fluido hasta su posición final. En la Figura 4.1(a) se puede observar que, al inicio del enfriamiento, la temperatura de la pieza es lo suficientemente alta como para vaporizar al fluido de temple y formar una capa de vapor alrededor de la probeta. La capa de vapor tiene un efecto aislante, por lo cual la probeta se mantiene durante algunos segundos con una tonalidad naranja (indicativa de una temperatura superficial alta). Cuando la temperatura superficial de la probeta es menor a la temperatura de Leidenfrost del fluido, la capa de vapor se rompe y la ebullición nucleada comienza (ver Figura 4.1(b)). Es importante hacer mención que, de acuerdo a resultados experimentales que se mostrarán más adelante, la temperatura de Leidenfrost no es un valor constante, si no que depende de la geometría de la probeta y de las condiciones de flujo del medio de enfriamiento.

En la etapa de ebullición nucleada, el líquido utilizado como medio de enfriamiento entra en contacto directo con la superficie caliente y se evapora formando burbujas; la mayor parte de las burbujas de vapor formadas se separa de la interfase y, una vez que han penetrado en el seno de líquido, colapsan. La etapa de ebullición nucleada se caracteriza por la formación de una frontera, evidente a simple vista, en la superficie de la probeta.

Esta discontinuidad está indicada con flechas en la Figura 4.1 (b), (c) y (d) y ha sido definida en trabajos previos [55] como frente de mojado.

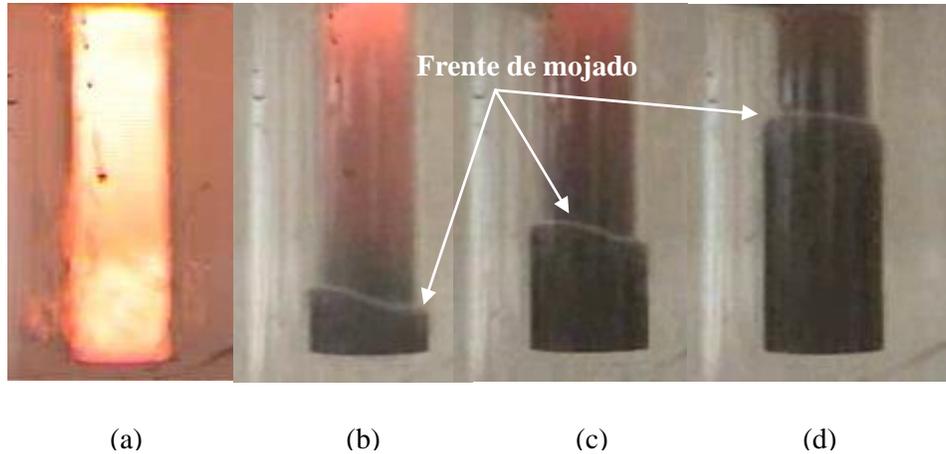


Figura 4.1. Comportamiento del frente de mojado de una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s : (a) 0.2 s , (b) 7.5 s , (c) 9.2 s y (d) 15 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

Como se puede observar en la Figura 4.1(a), la probeta metálica entra a la corriente de agua con un color uniforme, es decir, la probeta no formó costras de óxido en la superficie del cilindro durante el calentamiento y traslado; por el contrario, la capa de óxido es uniforme. La oxidación de la superficie de las probetas de prueba debe cuidarse ya que tiene un efecto significativo en la cinética del frente de mojado. Como lo muestra la Figura 4.2, si no se tiene cuidado durante el calentamiento, pueden generarse costras de óxido en la superficie de la pieza provocando un rompimiento prematuro de la capa de vapor y la formación de un frente de mojado totalmente heterogéneo y muy difícil de caracterizar.

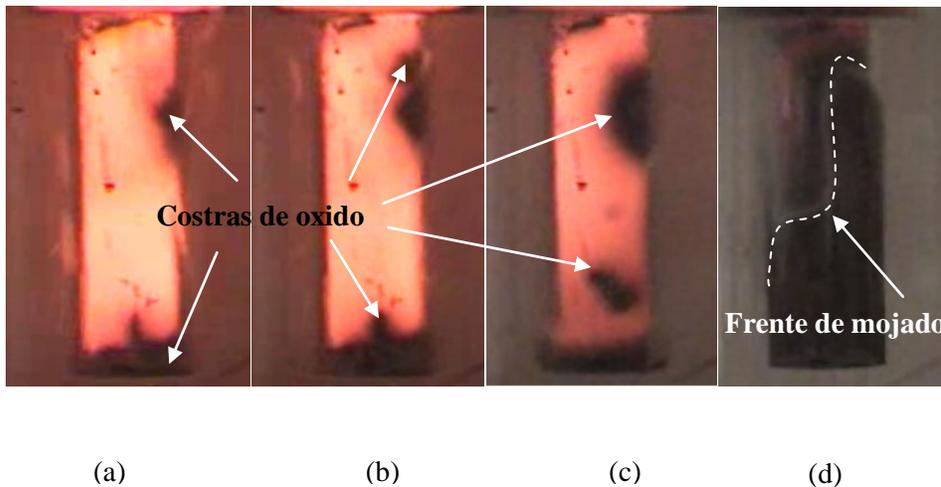


Figura 4.2. Comportamiento del frente de mojado cuando hay costras de óxido en la superficie de una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.2 m/s : (a) 0.2 s , (b) 0.4 s , (c) 1.6 s y (d) 5 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta entra al medio de enfriamiento.

Las Figuras 4.1 (b) a 4.1(d), describen a la cinética del frente de mojado en un proceso de temple con ebullición. Al igual que reporta Stich [53], se puede observar que la capa de vapor estable comienza a romperse desde la base del cilindro. Este rompimiento da origen al frente de mojado que, en este caso, asciende con una velocidad no constante y sin simetría en su componente angular.

Cuando el enfriamiento continúa y la temperatura local de la superficie metálica es menor a la temperatura de ebullición del medio de temple, la generación de burbujas de vapor cesa y entonces el líquido moja totalmente a la pieza; por consiguiente, la rapidez de enfriamiento en esta etapa está controlada por el mecanismo de convección forzada sin la presencia de ebullición (ver Figura 4.3).

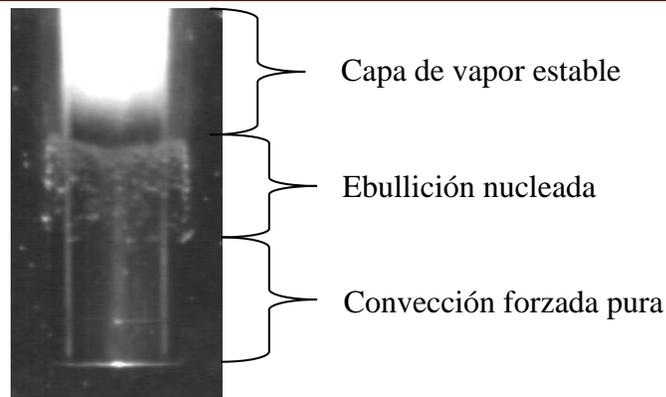


Figura 4.3. Fenómenos de ebullición en una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.2 m/s, después de 14 s de que la probeta entra al medio de enfriamiento.

En la Figura 4.4, se presentan las historias térmicas en una probeta cilíndrica de cara plana, calentada hasta 915 °C y enfriada en agua a 60 °C, circulando a una velocidad de 0.2 m/s; también se muestran las curvas de rapidez de enfriamiento (calculadas numéricamente a partir de las historias térmicas medidas). Las historias térmicas se registraron a través de termopares colocados internamente en la probeta experimental, tal como se describe en el Capítulo 3.

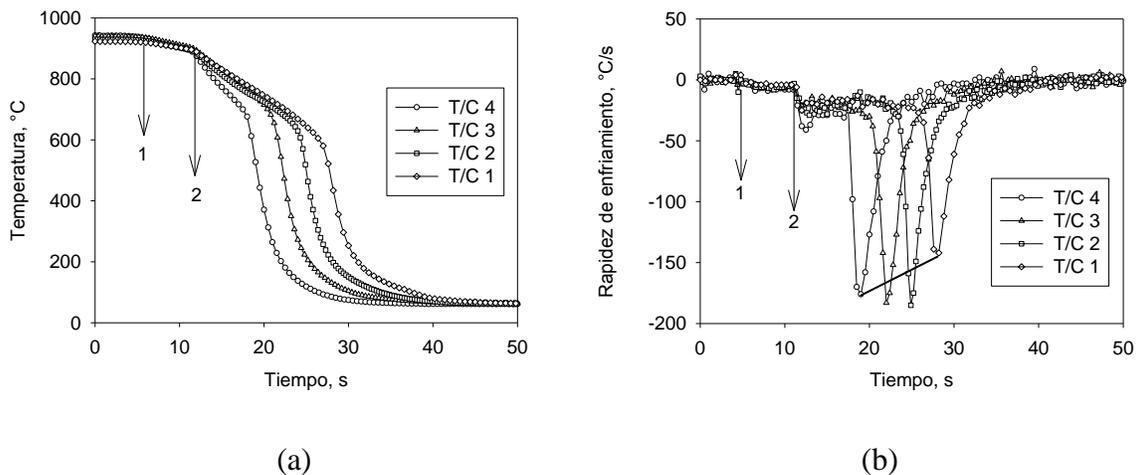


Figura 4.4. Comportamiento térmico de una probeta cilíndrica de cara plana, calentada hasta 915 °C y enfriada en agua a 60 °C, circulando a 0.20 m/s. (a) Historias térmicas; (b)

historias de rapidez de enfriamiento. Los tiempos están referidos algún instante en el que la probeta está aún dentro del horno.

En las Figuras 4.4(a) y 4.4 (b) el tiempo se contabiliza a partir de algún instante en el que la probeta metálica se encuentra dentro del horno. A los de 4.1 s (flecha número 1 de la gráfica) el horno se abre y la probeta se traslada a la posición de prueba dentro del dispositivo experimental. A los 10.7 s (flecha número 2 de la gráfica) la probeta está totalmente inmersa dentro de la corriente de agua; en este instante los termopares registran una temperatura de 900°C, la cual será tomada como temperatura inicial para el resto de las gráficas presentadas en este capítulo.

De la Figura 4.4(a) también se puede observar que el termopar que se encuentra más cerca de la base del cilindro (T/C 4) es el primero que se enfría. El termopar que está más alejado de la base (T/C 1) es el que presenta una capa de vapor envolvente más duradera y, por lo tanto, es el último en presentar una inflexión en la curva de enfriamiento (aproximadamente a los 28 s).

De la Figura 4.4(b), es importante observar que, una vez que la probeta metálica está inmersa en el fluido, las curvas correspondientes a las posiciones de los termopares que están alejados de la base (T/C 1, T/C 2 y T/C 3) llegan hasta valores de -23°C/s. Después de este punto, las líneas son horizontales, comportamiento que demuestra que la capa de vapor se encuentra totalmente estable. Observe como la línea que corresponde al termopar más cercano a la base (T/C 4) continua mostrando un aumento en la extracción de calor (evidenciada por el aumento en el valor absoluto de la rapidez de enfriamiento) durante más tiempo que los otros termopares, llegando hasta valores cercanos a los -40°C/s. Para explicar este comportamiento se analizaron los videos tomados durante estos experimentos. La finalidad de este análisis de imágenes es demostrar que la capa de

vapor que se forma en la base de la probeta del cilindro no se estabiliza con la misma rapidez con la que lo hace el resto de la superficie del cilindro.

En la Figura 4.5 se muestran cinco imágenes (obtenidas a partir de las videograbaciones) a 0.33s, 1.33s, 2.33s, 6.0s y 6.5s después de que la probeta cilíndrica de cara plana ha llegado a su posición de prueba. Para ayudar a visualizar los eventos superficiales que suceden en los primeros segundos del proceso de temple, se aplicó a las cinco imágenes un efecto visual del programa Microsoft Windows Movie Maker llamado Detección de Bordes.

Se puede observar que la capa de vapor en la base de la probeta se distorsiona por un periodo de 6 segundos. Esta distorsión o variación de la capa de vapor en la base del cilindro de cara plana se refleja en las historias de rapidez de enfriamiento de la Fig. 4.4(b): la curva de rapidez de enfriamiento del termopar más cercano a la base del cilindro (T/C 4) se desestabiliza hacia el mismo instante de tiempo. Estos eventos superficiales producen que la capa de vapor rompa de manera prematura en el lado izquierdo de la base del cilindro y, por lo tanto, la frontera móvil ascienda de manera no simétrica (ver Figura 4.5(e)). Como consecuencia de lo anterior, los máximos de las curvas de rapidez de enfriamiento en la Figura 4.4(b) no presentan un comportamiento lineal descendente (ver línea punteada Fig. 4.4(b)), comportamiento esperado en función de la posición escalonada de los termopares dentro de la probeta de prueba.

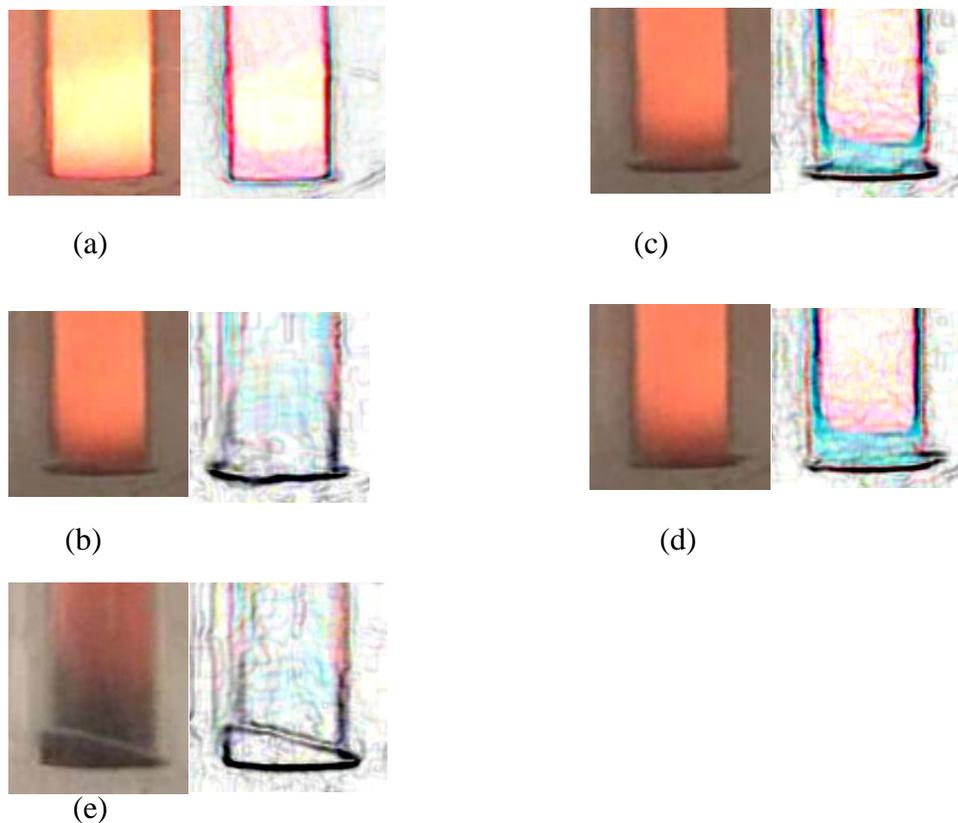


Figura 4.5. Secuencia de imágenes (izquierda: formato original; derecha: efecto visual de Detección de Bordes de Microsoft Windows Movie Maker) durante el enfriamiento de una probeta de cara plana en agua a 60 °C y fluyendo a 0.2 m/s: (a) 0.33 s; (b) 1.33 s; (c) 2.33 s; (d) 6.00 s; (e) 6.5 s. Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

La Figura 4.6 muestra una serie de tres imágenes tomadas a 2.7s, 3.8s y 4.5s después de que la probeta se ha sumergido en agua que circula a 0.40 m/s y una temperatura de 60°C. Como se puede ver en las Figuras 4.6(a) y 4.6(b), cuando el agua impacta la cara plana de la base del cilindro se produce, en los primeros 3.5 segundos, una mayor distorsión de la capa de vapor. Se puede ver que la capa de vapor se rompe después de aproximadamente 4.4 segundos, también iniciando en la parte inferior del cilindro (ver Fig. 4.6(c)); sin embargo, a diferencia del experimento de la Figura 4.1 (velocidad del fluido de 0.2 m/s), esta vez el frente de mojado asciende sin mucha simetría en la componente azimutal del cilindro.

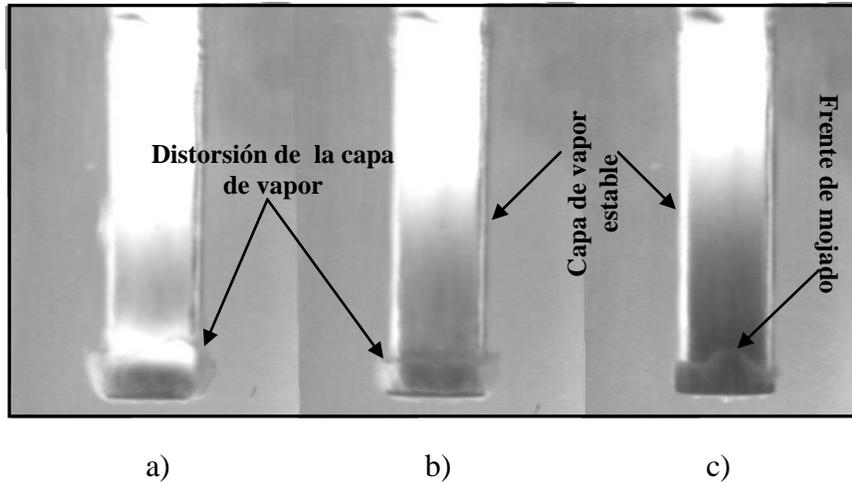


Figura 4.6. Imágenes de la capa de vapor en una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y posteriormente enfriada en agua que fluye a 60°C y fluyendo a 0.40 m/s : (a) 2.7 s , (b) 3.38 s , (c) 4.5 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

La Figura 4.7 muestra una serie de cuatro imágenes tomadas a 0.46s , 3.0s , 3.4s y 7.4s después de que la probeta se ha sumergido en agua que circula a 0.60 m/s y una temperatura de 60°C . Como se puede ver en las Figuras 4.7(a)- 4.7(c), cuando el agua impacta a la cara plana de la base del cilindro se forma, en los primeros 4 segundos del enfriamiento, una capa de vapor (de aproximadamente 18 mm de longitud) que a simple vista es de mucho mayor espesor que la película de vapor que se presenta en el resto de la superficie de la probeta.

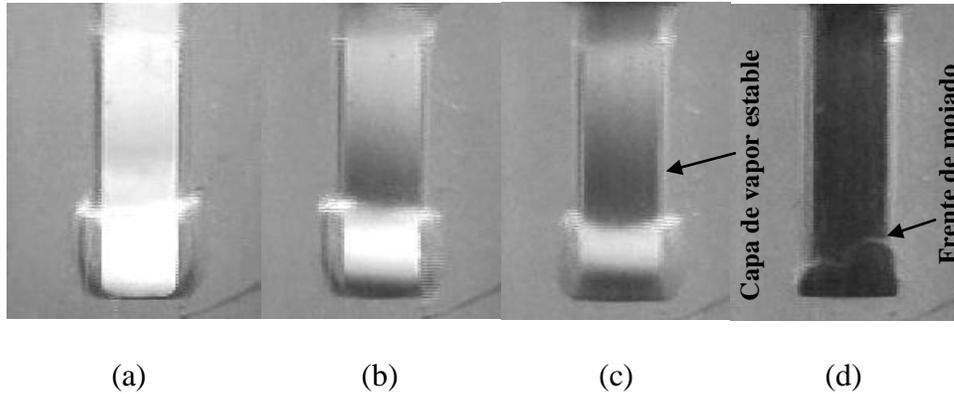
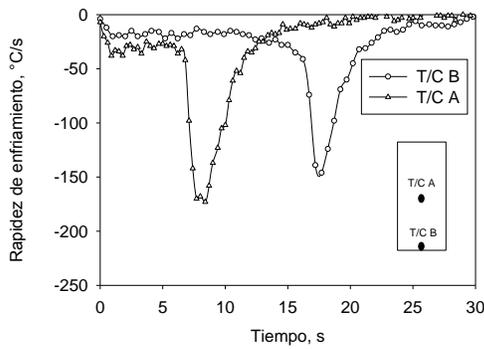


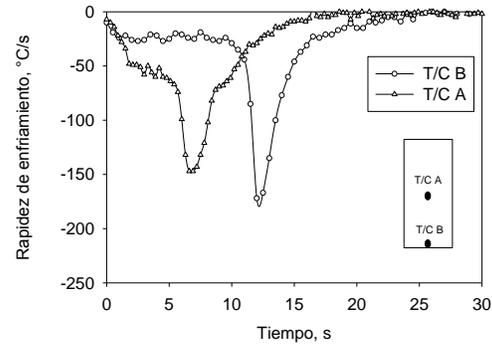
Figura 4.7. Imágenes de la capa de vapor en una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y posteriormente enfriada en agua a 60°C y fluyendo a 0.60 m/s : (a) 0.46 s , (b) 3.0 s , (c) 3.4 s y (d) 7.4 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

En resumen, para los experimentos donde la velocidad del agua es igual o mayor a 0.40 m/s la distorsión de la capa de vapor aumenta la posibilidad de que el frente de mojado ascienda de manera muy caótica (comparar el frente de mojado de las Figs. 4.1(d), 4.6(c) y 4.7(d)), complicando la cuantificación de la cinética del frente de mojado y la caracterización de la curva de ebullición de piezas metálicas templadas por convección forzada.

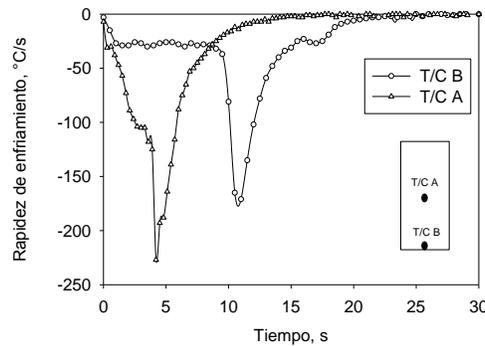
Los eventos que ocurren en la superficie de la probeta y que se registraron mediante los videos impactan directamente a la evolución del campo térmico en el interior de la misma. En la Figura 4.8 se muestran curvas de rapidez de enfriamiento como función del tiempo para las tres velocidades del medio de temple consideradas en los experimentos con la probeta cilíndrica de base plana. La rapidez de enfriamiento se calculó aproximando a la derivada de la temperatura con respecto al tiempo con una diferencia hacia delante de dos puntos y sin filtrar a los datos experimentales de respuesta térmica.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.8. Historia de rapidez de enfriamiento en dos posiciones a lo largo de una probeta cilíndrica de cara plana enfriada en agua a 60 °C y fluyendo a una velocidad de: a) 0.20 m/s; b) 0.40 m/s y c) 0.60 m/s. Los termopares están localizados a 1/16 de pulgada de la superficie y a una profundidad de: T/C A = 59 mm y T/C B = 28 mm.

De la Figura 4.8 se puede observar que, para todos los casos, el termopar que se encuentra más cerca de la base del cilindro (T/C A) es el primero que se enfría y la forma de su curva de rapidez de enfriamiento presenta irregularidades que pueden asociarse con los eventos que ocurren en la base de la probeta. Así, por ejemplo, en la Figura 4.8(a) la curva T/C A oscila en los primeros 2.5 s pero luego logra un comportamiento totalmente horizontal. Esta variación de la curva puede relacionarse con las irregularidades de la capa de vapor que se observan en las imágenes de las Figuras 4.5(b)-4.5(d). Por otro lado en la Fig. 4.8 (b) el termopar T/C A muestra que la capa de vapor cerca de la cara inferior de la

probeta plana no muestra un comportamiento horizontal (que estaría asociado con la formación de una capa de vapor estable); alrededor de los 5 s, la curva de enfriamiento indica que la capa de vapor rompe en ese punto. El comportamiento de la curva del termopar T/C A se hace más caótico cuando la velocidad del fluido es de 0.6 m/s, de tal forma que la respuesta térmica medida con el T/C A muestra que, apenas la probeta entra al fluido, la capa de vapor se desestabiliza, lo que puede ser confirmado por las imágenes mostradas en las Figuras 4.6(a) y 4.6(c). Con respecto a la Figura 4.8, es importante hacer notar que el T/C B presenta una capa de vapor menos duradera a medida que se incrementa la velocidad del fluido; por ejemplo, la capa de vapor dura 15 s cuando la velocidad es de 0.2 m/s mientras que cuando la velocidad es de 0.6 m/s la capa de vapor en la posición del T/C B solo dura 9 s. Es importante recordar al lector que la finalidad de realizar el análisis de la curva de enfriamiento es demostrar que la capa de vapor que se forma en la base de la probeta del cilindro no se distorsiona con la misma rapidez con la que lo hace el resto de la superficie del cilindro (ver por ejemplo Fig. 4.8(c)).

Para dar una explicación del por qué se distorsiona la capa de vapor en la base de las probetas cilíndricas de cara plana, se decidió estudiar las condiciones hidrodinámicas del sistema. Inicialmente, se procedió a desarrollar un experimento (a temperatura ambiente) en el laboratorio que permitiera visualizar a las líneas de corriente alrededor de la probeta de cara plana. Para ello, se pegaron listones de celofán a la base de las probetas con la finalidad de “trazar” las líneas de corriente y así visualizar el comportamiento del flujo de fluidos alrededor de la pieza (ver Figura 4.9).

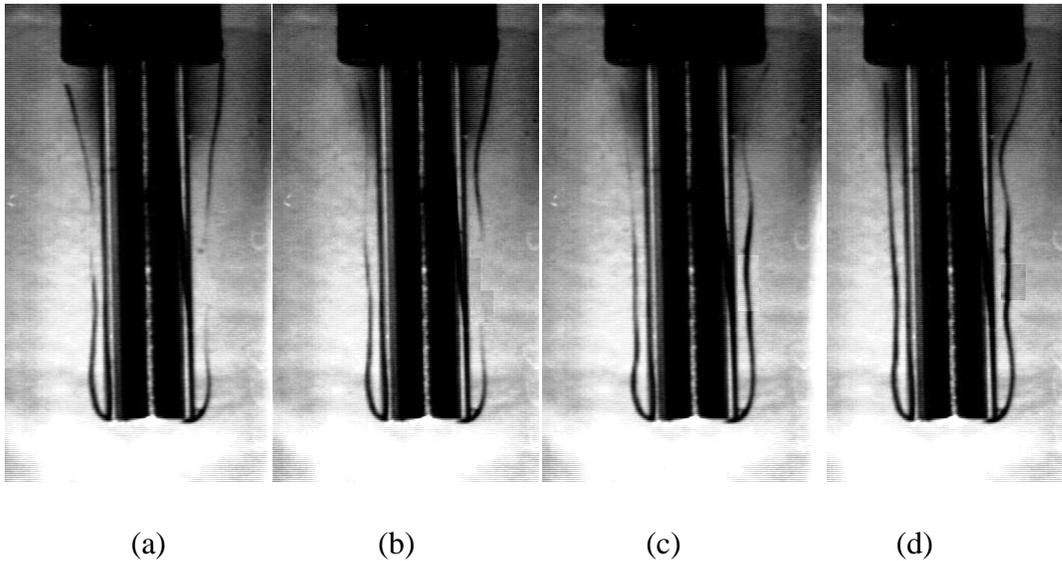


Figura 4.9. Imágenes de listones sujetos a la base de las probetas cilíndricas de cara plana para agua circulando a una velocidad de 0.20 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro interno.

La Figura 4.9 muestra que, para una velocidad del medio de temple de 0.2 m/s, los listones se mantienen paralelos a lo largo de toda la base lateral del cilindro.

Cuando la velocidad del agua se incrementa a 0.4 m/s a través del ducto el comportamiento de los listones se vuelve más caótico en la base del cilindro (ver Figura 4.10). De las imágenes de la Figura 4.10 se desprende que, para una velocidad del agua en el ducto de 0.4 m/s, la hidrodinámica del sistema provoca que los listones toquen la cara lateral del cilindro y en la base inferior de la probeta cilíndrica se puede ver una separación clara, pero ligera.

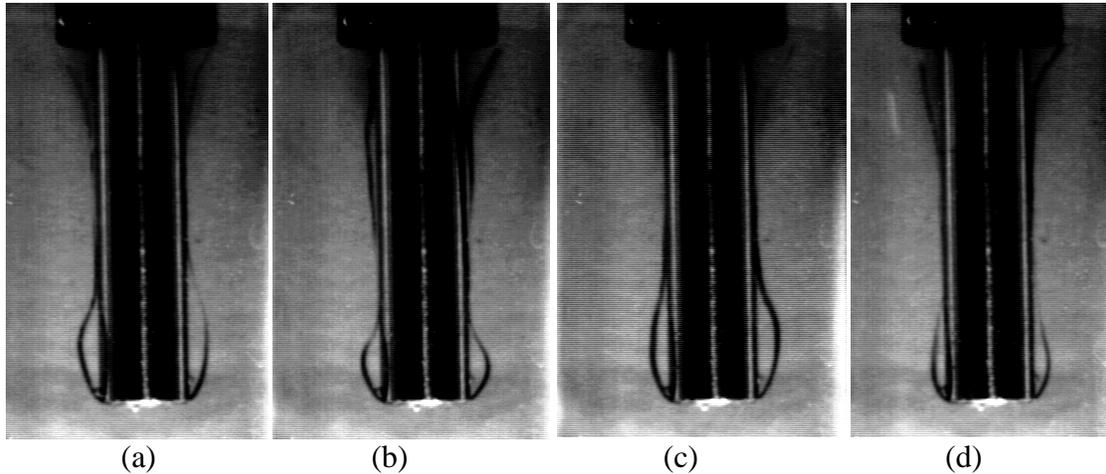


Figura 4.10. Imágenes de listones sujetos a la base de probetas cilíndricas de cara plana para agua circulando a una velocidad de 0.40 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro interno.

Como se puede ver en la Figura 4.11, la oscilación de los listones a lo largo del cilindro se incrementa cuando el fluido tiene una velocidad de 0.60 m/s (comparar Figuras 4.9(b) y 4.10(b)), alcanzando un comportamiento caótico como el mostrado en la Figura 4.11(d). Además, en comparación con las separaciones de los listones en la base del cilindro en las imágenes de la Figura 4.10, se puede ver que en las imágenes de la Figura 4.11 los listones se separan de forma no simétrica, es decir, la separación del listón derecho en la Figura 4.11(c) es totalmente diferente en forma a la que presenta el listón izquierdo en esa misma imagen.

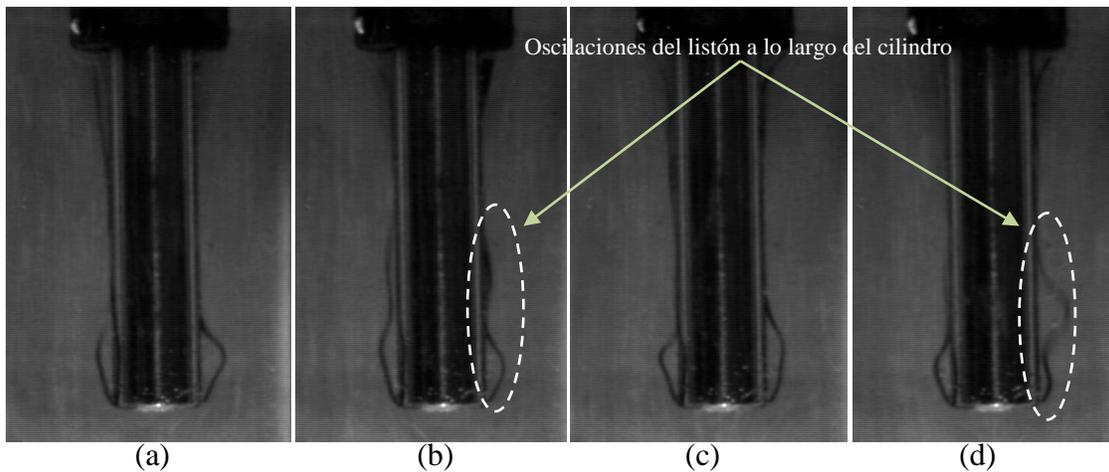


Figura 4.11. Imágenes de listones sujetos a la base de probetas cilíndricas de cara plana para agua circulando a una velocidad de 0.60 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro interno.

También es importante que se observe en las imágenes de la Figura 4.10 que los listones presentan separaciones suaves, con máximos casi al centro de la longitud de la separación, mientras que en las imágenes de la Figura 4.11 los máximos se observan en puntos más cercanos a la terminación de la oscilación.

Todos los resultados experimentales con listones trazadores en las probetas cilíndricas de cara plana cumplen con la descripción del fenómeno de separación de capa límite estudiado y reportado en la literatura para problemas de flujo monofásico alrededor de un cilindro circular o de una esfera [73-75].

Aunque la experimentación con listones trazadores deja clara evidencia de la separación de las líneas de corriente en el vértice de la cara plana, no se obtuvo prueba de la formación de flujo re-circulatorio en esta zona, tal como lo indica la literatura de separación de capa límite en otro tipo de aplicaciones.

Por lo anterior, se desarrollaron varios procedimientos experimentales tratando de evidenciar el flujo re-circulatorio en la zona de separación mostrada por los listones trazadores. El primer procedimiento que se ensayó consistió en inyectar tinta mediante un tubo capilar de 1 mm de diámetro interno, cuya boca se localizaba muy cerca de la cara plana inferior de la probeta cilíndrica. La trayectoria que marcó la tinta, para un experimento con agua a temperatura ambiente fluyendo a 0.4 m/s, se observa en la Figura 4.12.

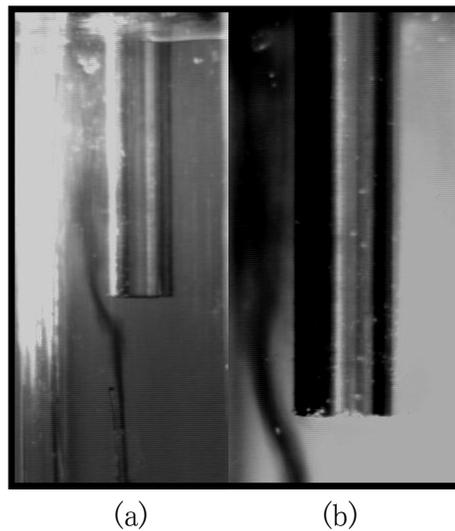


Figura 4.12. Imágenes de los experimentos de inyección de tinta cerca de la base de una probeta cilíndrica de cara plana sumergida en un ducto de 45 mm de diámetro con agua, a temperatura ambiente, circulando a una velocidad de 0.40 m/s: (a) vista del capilar y la tinta; (b) detalle de la trayectoria de la tinta.

Como se puede observar en la Fig. 4.12(a), la inyección de tinta se realizó usando un tubo capilar cuya salida estaba muy cerca de la cara plana inferior de la probeta cilíndrica. Las imágenes de la Fig. 4.12(b) reafirman la observación de la separación de las líneas de corriente en la parte inferior de la probeta. Estos experimentos no permitieron visualizar al flujo re-circulatorio que se espera en la zona de separación del flujo.

En la Figura 4.13 se muestra, esquemáticamente, el equipo experimental utilizado para visualizar el flujo re-circulatorio cerca de la cara plana inferior de la probeta cilíndrica utilizada para cuantificar el frente de mojado.

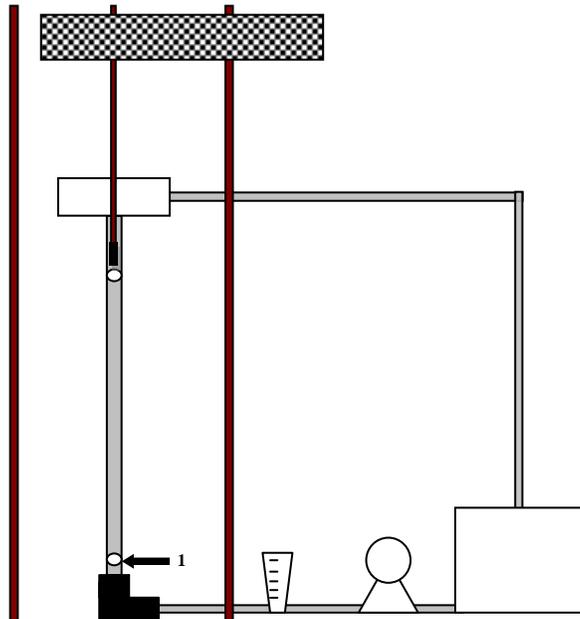


Figura 4.13. Sistema experimental para la visualización de flujo re-circulatorio en las zonas de separación de las líneas de corriente de probetas cilíndricas de cara plana utilizadas para la cuantificación del frente de mojado. 1.- Válvula de alivio para la inyección de una burbuja de aire.

El sistema experimental utilizado para la visualización de flujo re-circulatorio en las zonas donde se presenta separación de líneas de corriente fue esencialmente el mismo que se presenta en la Figura 4.1. La modificación sustancial fue la colocación de una válvula de alivio, utilizada para permitir la entrada de grandes cantidades de aire hasta producir burbujas del tamaño del diámetro del ducto. Estas burbujas son arrastradas por la corriente de agua y proyectadas contra la cara plana de la probeta cilíndrica. Los

resultados de estos experimentos, que también se realizaron a temperatura ambiente, se muestran en la Figura 4.14 (para agua fluyendo a 0.6 m/s).



Figura 4.14. Imágenes de la base de la probeta plana durante experimentos de atrapamiento de burbujas de aire, para una probeta sumergida dentro de un ducto de 45 mm de diámetro con un flujo de agua a temperatura ambiente y 0.60 m/s de velocidad.

A pesar de que el fluido circula dentro del ducto a una velocidad de 0.6 m/s, el aire que choca contra la cara plana de la probeta no es arrastrado por la corriente debido a que este segundo fluido se encuentra atrapado, en lo que parece ser un flujo re-circulatorio al interior de las líneas de corriente que se separan cerca de la base de la probeta cilíndrica (ver imágenes mostradas en la Figura 4.10). El comportamiento del aire en la base de la cara plana refuerza la evidencia de la separación de la capa límite.

Para estudiar con mayor profundidad al comportamiento de la capa límite en la base de la probeta de cara plana se recurrió al uso de la simulación matemática basada en CFD (ver Capítulo 3.4).

En la Figura 4.15 se presentan las líneas de corriente computadas para las tres velocidades de flujo libre estudiadas experimentalmente con los listones trazadores (referirse a las Figuras 4.9, 4.10 y 4.11).

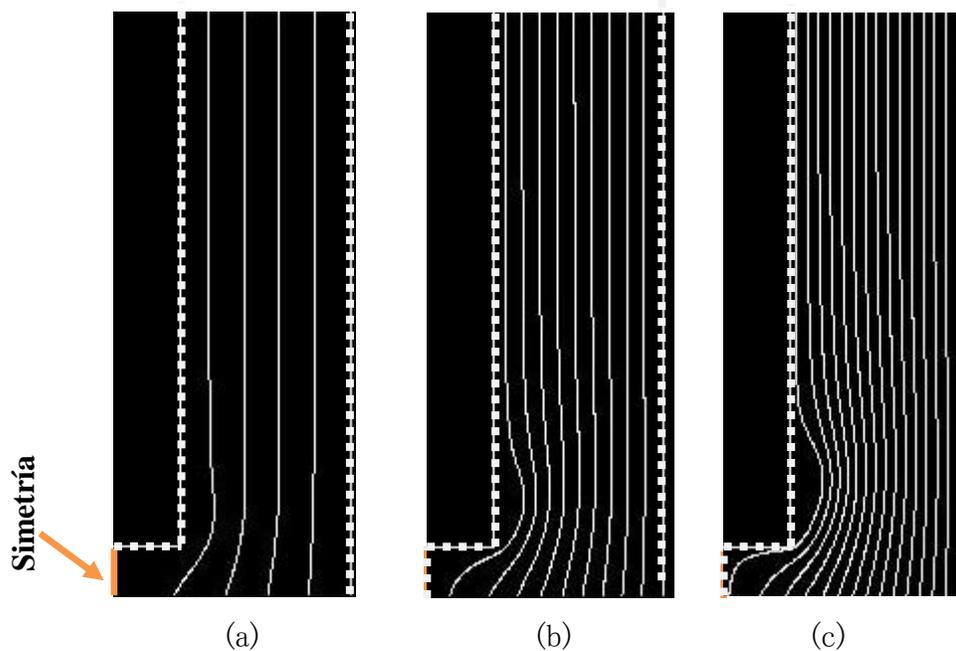


Figura 4.15. Líneas de corriente computadas para un tiempo de cálculo de 5s alrededor de una probeta de cara plana colocada dentro de un ducto en el cual circula agua a temperatura ambiente a: (a) 0.20 m/s, (b) 0.40 m/s y (c) 0.6 m/s. La frontera rígida del lado derecho de cada imagen representa a la pared del tubo, la frontera rígida del lado izquierdo de cada imagen representa a la pared de la probeta.

En la Figura 4.15(a), se puede observar que, a pesar de que existe un cambio de dirección brusco en la frontera rígida que representa la probeta plana, las líneas de corriente que representan el comportamiento de la dinámica del fluido dentro del ducto, no se distorsionan significativamente. Este mismo comportamiento se puede observar en las imágenes de la Figura 4.9, que representa el comportamiento real del fluido bajo las condiciones en las cuales se realizó la simulación matemática.

En la Figura 4.15(b), que corresponde al caso donde el fluido circula a una velocidad de 0.40 m/s, las líneas de corriente muestran una mayor distorsión del campo de flujo cerca del vértice que representa la cara plana de la probeta. Además se observa que al

augmentar la velocidad de flujo, la rama de las líneas de corriente más cercana a la cara de la probeta comienza a formar un ángulo de 45°, evidenciando el salto de la velocidad local en este vértice de la frontera rígida.

A mayores velocidades (0.60 m/s), el salto de velocidades en el vértice de la frontera rígida es tan grande que una rama de las líneas de corriente coincide con el vértice de la cara plana (ver Figura 4.15(c)), evidenciando un aumento severo del gradiente de velocidades en este punto.

Comparando las imágenes de las Figuras 4.9, 4.10 y 4.11 con las de la Figura 4.15, se aprecia que el modelo matemático reproduce de manera razonable el comportamiento de las líneas de corriente, por lo que puede ser utilizado con confianza para realizar análisis adicionales.

Otro resultado obtenido con la herramienta de CFD es la evolución de la distribución de presión en el dominio computacional, para los primeros 5 s de simulación. Los resultados se presentan en la Figura 4.16 como coeficientes de presión; término definido matemáticamente como [76]:

$$C_p = \frac{P - P_\infty}{0.5 * \rho * v_{avg}^2} \quad (4.1)$$

En la Figura 4.16 se observa que el valor máximo del coeficiente, C_p corresponde al punto donde el fluido impacta a la cara plana de la probeta. El valor mínimo del coeficiente de presión se detecta en la esquina de la probeta de cara plana; este valor negativo del coeficiente de presión se debe al salto de velocidad que se produce en este punto (ver Figura 4.17).

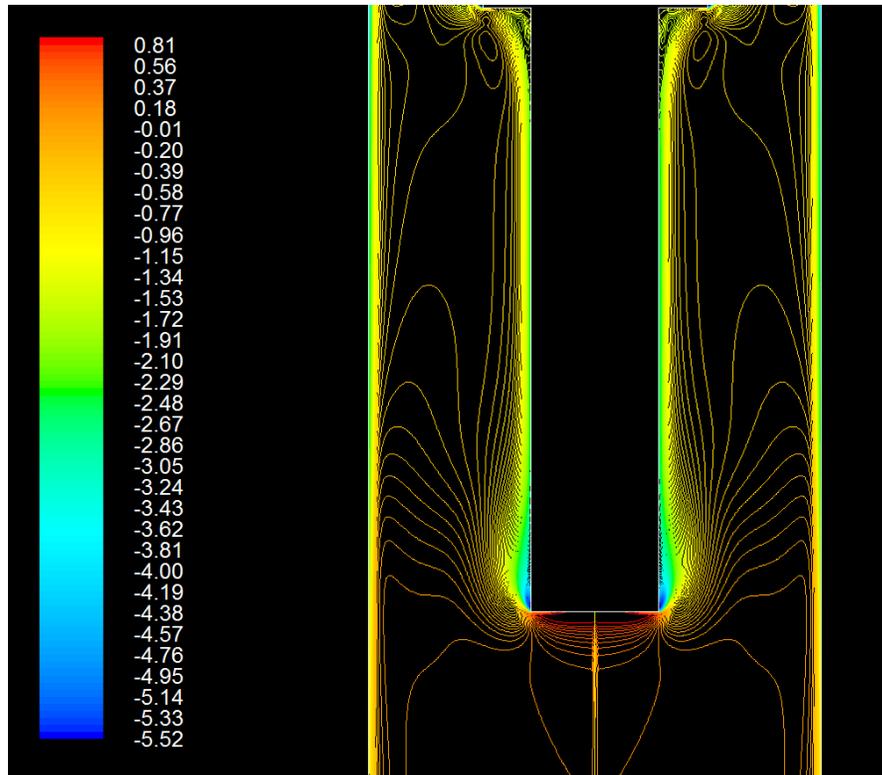


Figura 4.16. Distribución del coeficiente de presión (C_p) calculado en el dominio computacional (2D) de una corriente de agua que circula en un ducto de 45 mm de diámetro a una velocidad de 0.2 m/s, y que impacta la cara plana de una probeta cilíndrica; en estado isotérmico y no estacionario.

En la Figura 4.17 se presenta datos de velocidad adimensional (v'/v_{avg}), es decir, el cociente entre la magnitud de velocidad instantánea en cada punto del dominio y la velocidad promedio de la corriente del fluido antes de impactar a la probeta metálica de cara plana. Como se puede ver en la figura se detectan dos zonas de remanso: a) una en la cara plana de la probeta y b) una segunda zona en la esquina que forman la probeta cilíndrica y el cople. En ambas zonas de remanso la velocidad adimensional es cercana a cero, lo que significa que el fluido se mueve muy lento en comparación a la velocidad promedio que trae el fluido antes de impactar a la probeta sumergida (valor adimensional 1).

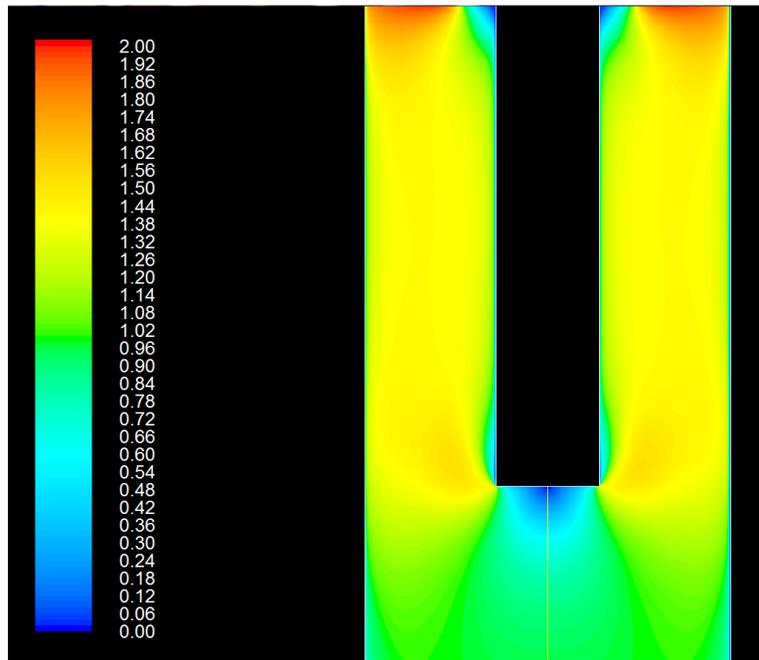


Figura 4.17. Distribución de velocidad adimensional calculada en el dominio computacional (2D) de una corriente de agua que circula en un ducto de 45 mm de diámetro a una velocidad de 0.2 m/s, y que impacta la cara plana de una probeta cilíndrica; en estado isotérmico y no estacionario.

En la figura 4.17, el salto de velocidad (1.5) que se detecta en el dominio que representa a la esquina de la probeta de cara plana (zona naranja), produce un mínimo en el valor del coeficiente de presión de la Figura 4.16 (-5.52). En la parte superior de la probeta las velocidades adimensionales alcanzan su valor máximo debido a la reducción de área que produce el cople (no se muestra el cople en la Figura 4.16).

En la Figura 4.18 se observa el coeficiente de presión, C_p , para el caso donde un fluido que circula a 0.60 m/s dentro de un ducto de 45 mm de diámetro y que impacta a la cara plana de una probeta sumergida. El valor mínimo del coeficiente de presión no se detecta en el vértice formado entre los segmentos de recta que representa a la probeta cilíndrica (como en el caso de la Figura 4.16), sino más bien aguas abajo del segmento de recta vertical que representa a la probeta cilíndrica en el dominio computacional de la Figura 4.18.

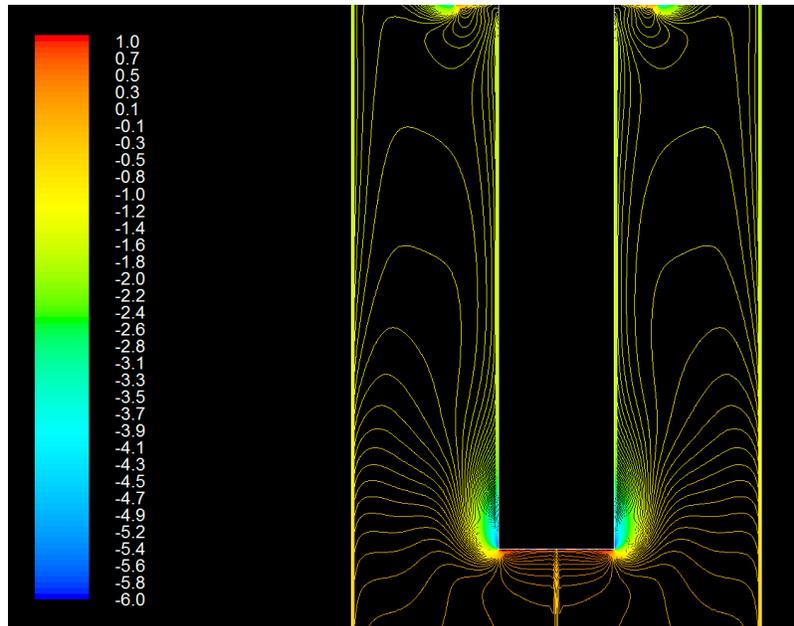


Figura 4.18. Distribución del coeficiente de presión (C_p) calculado en el dominio computacional (2D) de una corriente de agua que circula en un ducto de 45 mm de diámetro a una velocidad de 0.6 m/s, y que impacta la cara plana de una probeta cilíndrica; en estado isotérmico y no estacionario.

De acuerdo a los resultados de la simulación de la Figura 4.18, el diferencial de presión que se genera aguas abajo de la vecindad del vértice de la probeta cilíndrica de cara plana, produce un rompimiento de la capa límite (ver figura 4.19).

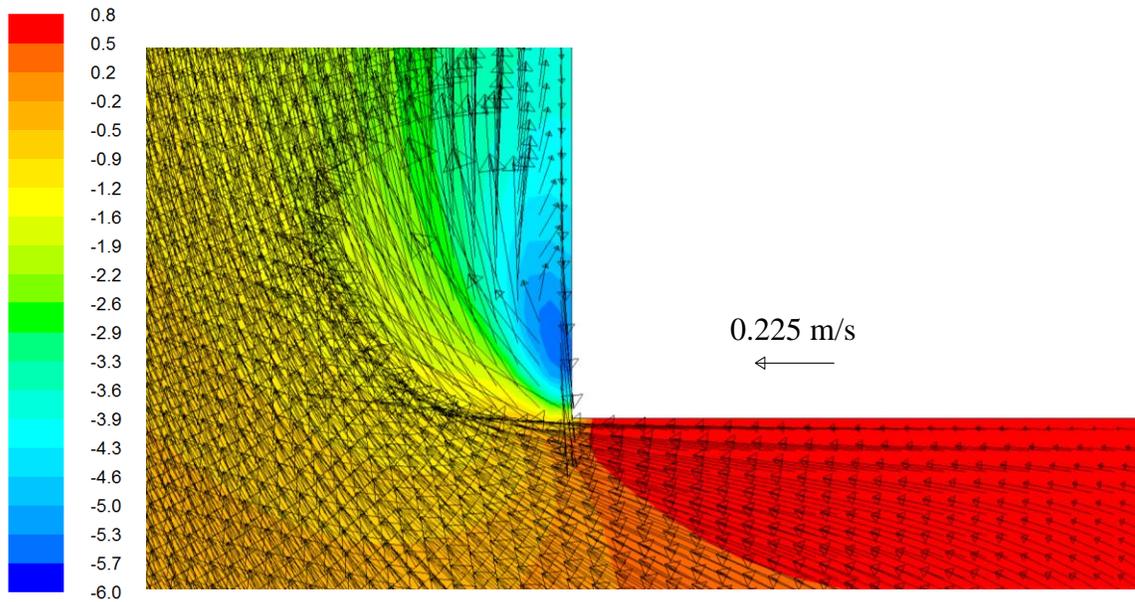


Figura 4.19. Distribución del coeficiente de presión (colores) y distribución de velocidad (flechas) en la vecindad del vértice de la probeta cilíndrica de cara plana cuando un fluido circula a una velocidad de 0.6 m/s dentro de un ducto de 45 mm de diámetro. Se superponen vectores de velocidad para indicar el cambio de dirección debido al diferencial de presión en la vecindad del vértice.

De acuerdo a la simulación matemática y los datos experimentales mostrados en la Figura 4.7, un coeficiente de presión de -0.6 es suficiente para producir un rompimiento de la capa límite y, posiblemente, promueva la expansión de la capa de vapor.

El campo de velocidad adimensional para agua que circula a 0.60 m/s en un ducto de 45 mm de diámetro e impacta con una probeta cilíndrica de cara plana se muestra en la Figura 4.20.

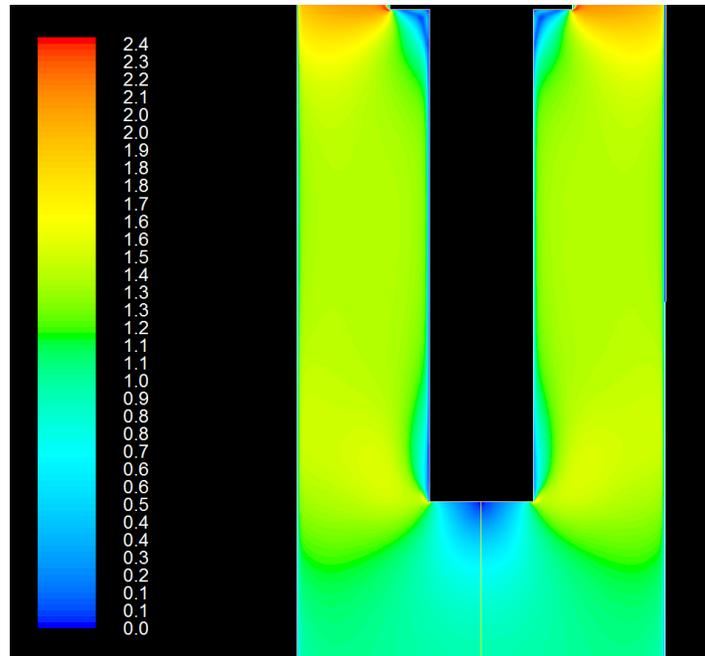


Figura 4.20. Distribución de velocidad adimensional calculada en el dominio computacional (2D) de una corriente de agua que circula en un ducto de 45 mm de diámetro a una velocidad de 0.6 m/s e impacta la cara plana de una probeta cilíndrica; en estado isotérmico y no estacionario.

El efecto final del gradiente de presiones mostrado en la Figura 4.19 sobre el campo del flujo de fluidos de la Fig. 4.20 produce que en la vecindad de la esquina de la probeta los vectores de velocidad dentro de la capa límite muestran un cambio de dirección, generándose así la formación de un flujo re-circulatorio.

Con todo lo anterior queda clara evidencia de que cuando se utilizan probetas cilíndricas de cara plana para cuantificar al frente de mojado bajo condiciones de flujo en convección forzada se presenta una separación de la capa límite. Cuando la velocidad del fluido aumenta el gradiente de presión se hace aún más significativo y la capa de vapor encuentra las condiciones para expandirse (ver Figuras 4.6 y 4.7).

4.1.2 Probeta de punta semiesférica

A pesar de que en el año 2004 la Asociación Japonesa de Estandarización refrendó la norma JIS K 2242 (que utiliza probetas cilíndricas de cara plana) el trabajo de esta tesis hace evidente que esta geometría no se recomienda ni para estudios detallados de la cinética del frente de mojado ni para la descripción de la curva de ebullición de probetas cilíndricas templadas súbitamente en medios de temple no estancados.

Como se menciona en el capítulo “Antecedentes”, en la literatura se han reportado algunas variantes de la forma de la probeta para el estudio de la cinética del frente de mojado. La investigación publicada por Narazaki y colaboradores [60] muestra los resultados comparativos entre probetas cilíndricas de: 1) cara plana, 2) esquinas redondeadas y c) punta semiesférica. En todos los casos el medio de temple estudiado fue un aceite estancado (Isorapid 277). Esa publicación no contiene ningún estudio de la dinámica de fluidos y solo caracteriza el desempeño de la probeta en función de la reproducibilidad de las curvas de rapidez de enfriamiento, como la mostrada en el capítulo de procedimiento experimental (ver Figura 3.7). De acuerdo con ese estudio, la probeta cilíndrica que mejor desempeño tuvo fue la de punta semiesférica. Cabe mencionar que, debido a que las probetas se instrumentaron con un solo termopar, no fue factible estudiar a la evolución del frente de mojado.

Sin embargo, de acuerdo a Zoch y colaboradores [77], la probeta cilíndrica de punta semiesférica no genera un frente de mojado simétrico en la componente angular, como se puede ver en la Figura 4.21. Ese ejemplo se refiere al enfriamiento súbito de una pieza metálica en aceite de temple.

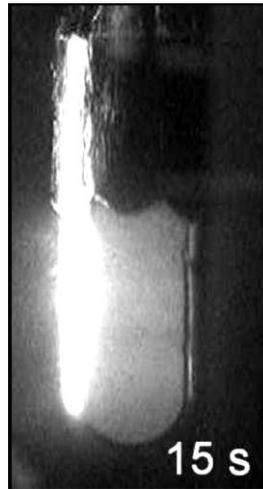


Figura 4.21. Cinética del frente de mojado en una probeta cilíndrica de 100 mm de longitud y punta semiesférica (35 mm de diámetro). Imagen tomada de un video de alta velocidad, 15 segundos después de que la probeta es sumergida en un aceite de alta velocidad (Isorapid 277) con el fluido estancado [77].

Debido a los resultados contradictorios que han sido reportados en la bibliografía con respecto al desempeño de la probeta cilíndrica de punta semiesférica, se decidió estudiar en profundidad a la cinética del frente de mojado para esta geometría. Para ello se maquinaron probetas de prueba con acero inoxidable AISI 304 que luego se instrumentaron con termopares tipo K, de 1/16 in. de diámetro (ver Capítulo de procedimientos experimentales).

En la Figura 4.22, se presentan cuatro imágenes extraídas del video tomado durante el enfriamiento de una probeta cilíndrica de punta semiesférica calentada a 915 °C y enfriada en agua a 60 °C y una velocidad en la corriente libre, es decir antes de pasar por la probeta, de 0.20 m/s.

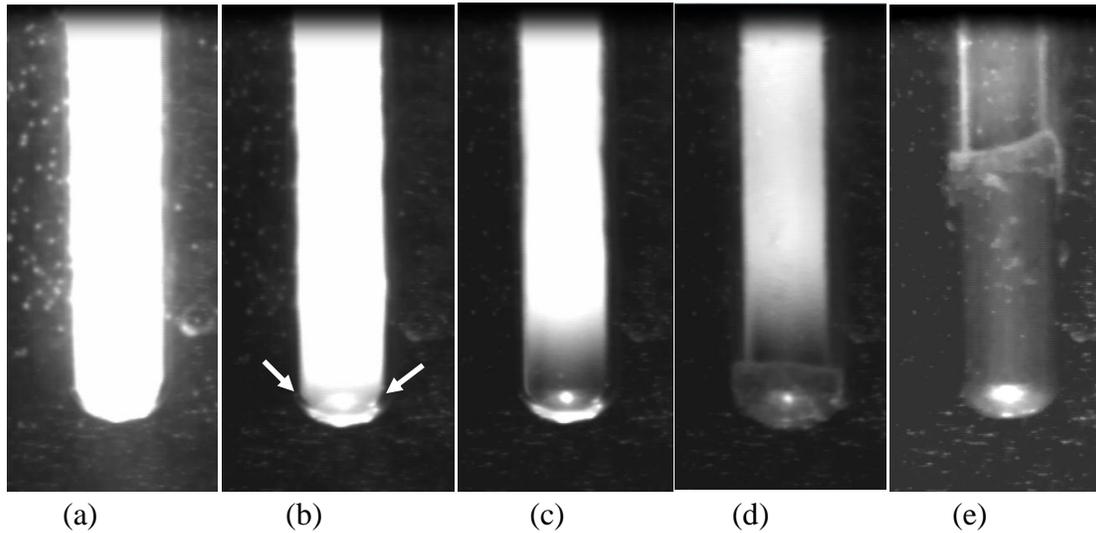


Figura 4.22. Comportamiento del frente de mojado de una probeta cilíndrica de punta semiesférica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s : (a) 0.0 s , (b) 5.2 s , (c) 9.14 s , (d) 10.13 s y (e) 14.75 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento. Las flechas indican puntos de extracción localizados.

En la imagen de la Figura 4.22(a) se muestra el instante en el que la probeta llega a la posición final dentro del tubo; este instante de tiempo será referido como el tiempo cero de todos los experimentos que se muestren más adelante. Al igual que en los experimentos con la probeta de base plana, puede observarse que no se formaron costras de óxido en la superficie de la probeta durante el calentamiento y traslado. En la imagen 4.22 (b) se indican con flechas los puntos donde existe una extracción de calor localizada, presumiblemente provocada por un adelgazamiento de la capa de vapor. En la imagen 4.22 (c) se aprecia con claridad que la punta de la probeta está fría pero la capa de vapor está totalmente estable. En la imagen 4.22 (d) se puede ver que la capa de vapor rompe en la parte inferior de la probeta y asciende en la misma dirección a la que circula el fluido, pero siempre con una zona donde la capa de vapor es estable y la superficie

metálica más fría. En la imagen 4.22 (e) se observa que el frente de mojado asciende de forma no simétrica.

Las respuesta térmicas medidas para esa condición experimental se grafican en la Figura 4.23(a), en la que el tiempo se contabiliza a partir de que la probeta metálica se sumerge al sistema experimental de la Figura 41. A los de 1.5 s (flecha número 1 de la gráfica) la probeta llega a su posición de prueba dentro del dispositivo experimental, es decir, la probeta está totalmente inmersa dentro de la corriente de agua; en este instante los termopares registran una temperatura de 900°C. De la Figura 4.23(a) también se puede observar que el termopar que se encuentra más cerca de la base del cilindro (T/C 1) es el primero que se enfría. El termopar que está más alejado de la base (T/C 2) es el que presenta una capa de vapor envolvente más duradera y, por lo tanto, es el último en presentar una inflexión en la curva de enfriamiento (aproximadamente a los 16 s).

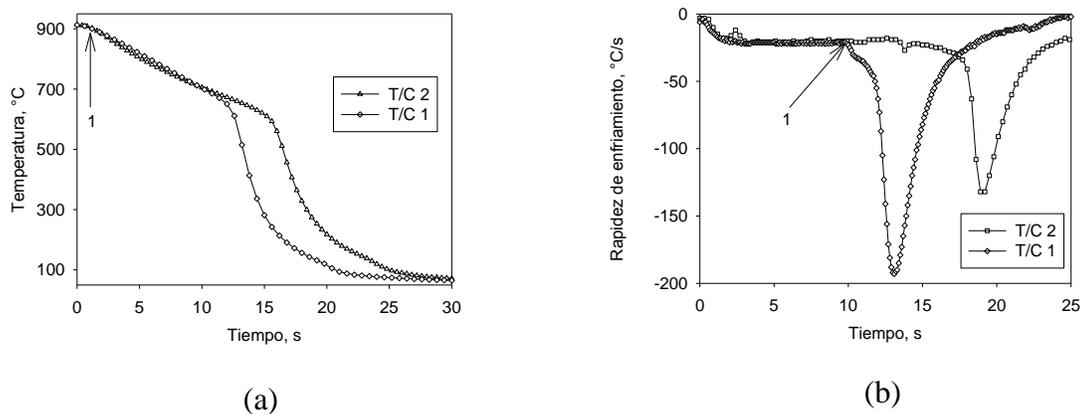


Figura 4.23. Comportamiento térmico de una probeta cilíndrica de punta semiesférica, calentada hasta 915 °C y enfriada en agua a 60 °C, circulando a 0.20 m/s. (a) Historias térmicas, (b) historias de rapidez de enfriamiento. Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta entra al medio de enfriamiento.

A partir de las respuestas térmicas medidas se calculó la historia de rapidez de enfriamiento en las posiciones de los termopares, la cual se muestra en la Figura 4.23(b). Es importante observar que, una vez que la probeta metálica está inmersa en el fluido, las

curvas llegan hasta valores de $-18\text{ }^{\circ}\text{C/s}$. Después de este punto, la línea es horizontal, comportamiento que muestra que la capa de vapor se encuentra totalmente estable. Observe que la línea que corresponde al termopar más cercano a la punta semiesférica (T/C 1) muestra un repentino aumento en la extracción de calor a los 10 s. Como lo muestra la Figura 4.23(b), la capa de vapor dura por lo menos 10 s. El aumento en la extracción de calor del termopar T/C 1 se debe a un adelgazamiento de la capa de vapor en la parte más cercana a la punta semiesférica de la probeta.

Como se puede ver en la Figura 4.23(b), el frente de mojado llega a la posición del termopar T/C 1 a los 10 s después de que la probeta llegó a su posición de prueba, mientras que para el termopar T/C 2 el frente de mojado llega a este punto cerca de los 16 s.

En la Figura 4.24 se presentan seis imágenes de una probeta cilíndrica de punta semiesférica calentada a $915\text{ }^{\circ}\text{C}$ y enfriada en agua a $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ y que fluye a una velocidad de 0.60 m/s . En la imagen 4.24 (a) se muestra el instante en el que la probeta llega a su posición experimental dentro del tubo; se puede ver que la probeta no formó costras de óxido en la superficie del cilindro durante el calentamiento y traslado; por el contrario, la capa de óxido es uniforme. En la imagen 4.24 (b) se indican con flechas los puntos donde existe una extracción de calor localizada, probablemente debida a un adelgazamiento local de la capa de vapor que provoca. En la imagen 4.24 (c) se aprecia con claridad que la zona cercana a las flechas está fría pero la capa de vapor está totalmente estable. En la imagen 4.24 (d) se puede ver que la capa de vapor permanece estable pero la punta de la probeta está totalmente fría. En la imagen 4.24 (e) se observa que la capa de vapor rompe en la parte inferior de la probeta y el frente de mojado asciende en la misma dirección en la que circula el fluido, pero siempre con una zona donde la capa de vapor es estable y la superficie metálica fría. En la imagen 4.24 (f) se observa que el frente de mojado asciende de forma más o menos simétrica.

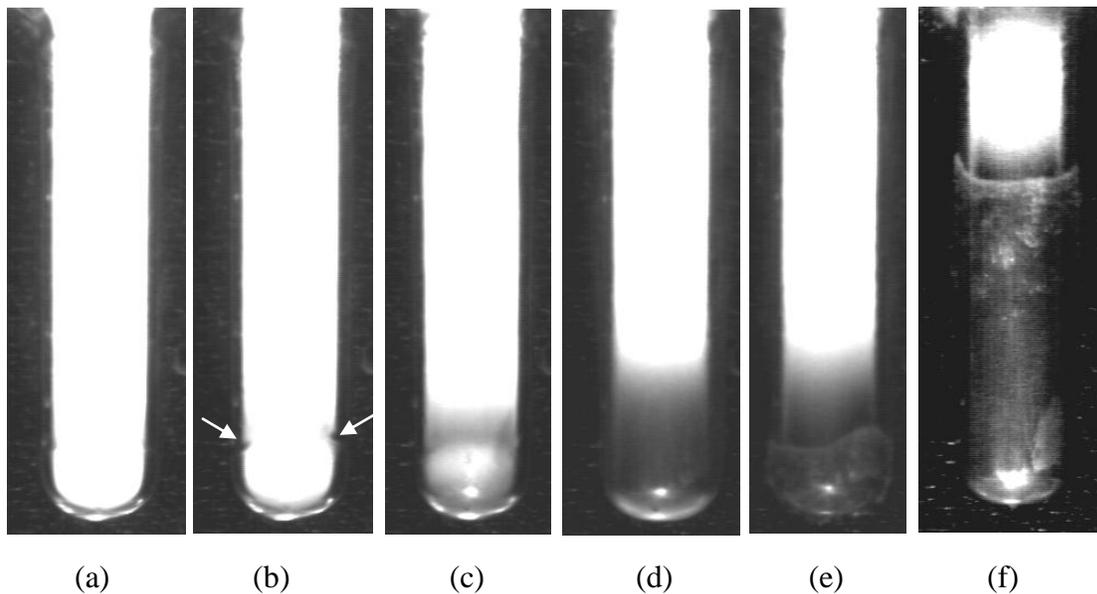


Figura 4.24. Comportamiento del frente de mojado de una probeta cilíndrica de punta semiesférica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s : (a) 0.0 s , (b) 0.59 s , (c) 1.72 s , (d) 2.03 s , (e) 2.68 s y (f) 7.4 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

En la Figura 4.25 se grafican las respuesta térmicas medidas para la condición experimental de la Figura 4.24; el tiempo se contabiliza a partir de que la probeta metálica se sumerge al sistema experimental de la Figura 4.1. A los de 1.5 s (flecha número 1 de la gráfica) la probeta llega a su posición de prueba dentro del dispositivo experimental, es decir, la probeta está totalmente inmersa dentro de la corriente de agua; en este instante los termopares registran una temperatura de 900°C . De la Figura 4.25 también se puede observar que el termopar que se encuentra más cerca de la base del cilindro (T/C 1) presenta una extracción de calor no constante, es decir la línea nunca se hace horizontal (comportamiento que demuestra que la capa de vapor no se encuentra totalmente estable en ese punto). Las Figuras 4.24 (b) a 4.24 (d) muestran evidencia de que la capa de vapor nunca logró aislar completamente a la probeta cilíndrica de punta semiesférica, a

diferencia del termopar que se encuentra más alejado de la punta semiesférica (T/C 2) que es el que presenta una capa de vapor envolvente estable por tres segundos; después de este punto este mismo termopar (T/C 2) muestra un ligero y constante aumento en la extracción de calor por un tiempo de 4.2 s. Como lo muestra la Figura 4.24 (f), para el punto donde está localizado el termopar T/C 2 la capa de vapor dura por lo menos 7.14 s. El aumento en la extracción de calor del termopar T/C 2 se debe a un adelgazamiento de la capa de vapor provocado por la formación de una zona fría que precede al frente de mojado.

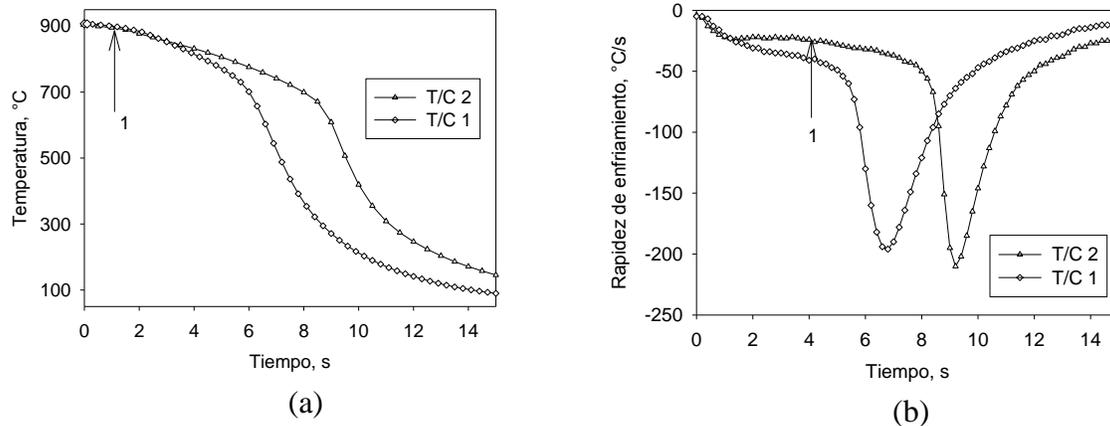


Figura 4.25. Comportamiento térmico de una probeta cilíndrica de punta semiesférica, calentada hasta 915 °C y enfriada en agua a 60 °C, circulando a 0.60 m/s. (a) Historias térmicas; (b) historias de rapidez de enfriamiento. Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta entra al medio de enfriamiento.

Para tratar de explicar la presencia de puntos fríos durante el enfriamiento súbito de probetas cilíndricas de punta semiesférica (ver Figuras 4.22(b) y 4.24(b)) se procedió a realizar experimentos con listones de celofán para visualizar a las líneas de corriente alrededor de la probeta (ver Figura 4.26).

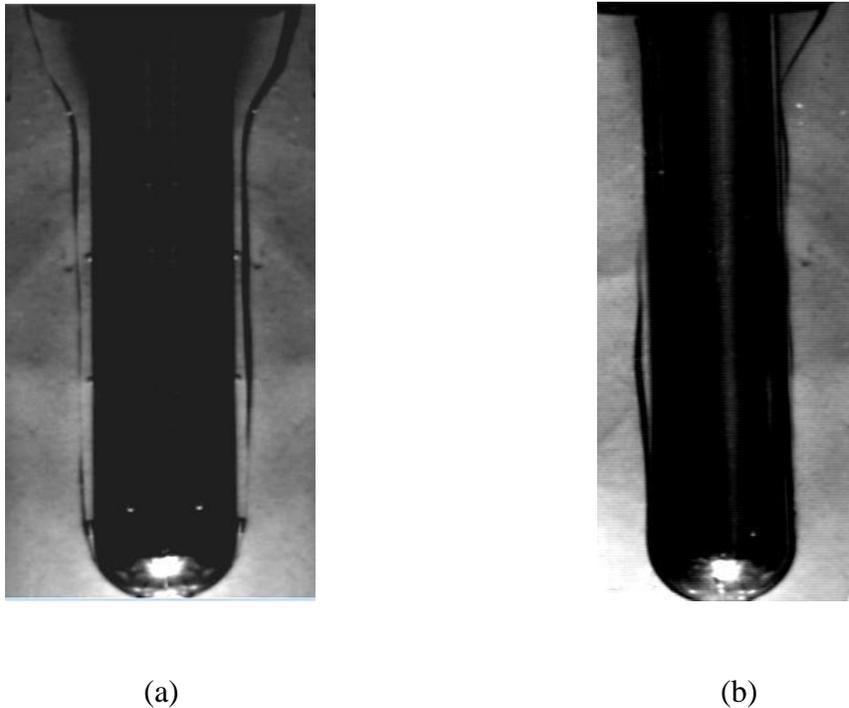


Figura 4.26. Imágenes de listones sujetos a la base de las probetas cilíndricas de punta semiesférica para agua circulando, en un ducto de 45 mm de diámetro interno, a una velocidad de: a) 0.20 m/s y b) 0.60 m/s.

La Figura 4.26 muestra listones de celofán pegados a la base de las probetas de punta semiesférica con la finalidad de trazar las líneas de corriente y visualizar el comportamiento del flujo. Para una velocidad de 0.2 m/s, los listones se mantienen paralelos a lo largo de toda la base lateral del cilindro (ver Figura 4.26(a)). Cuando la velocidad del agua se incrementa a 0.6 m/s la hidrodinámica del sistema provoca que, en la parte baja de la probeta, el listón de celofán esté pegado a la cara lateral del cilindro mientras que en la parte superior de la probeta se pueden observar separaciones suaves de los listones (ver Figura 4.26(b) y comparar con Figura 4.26(a)).

Los resultados de estos experimentos demuestran que la probeta de punta semiesférica tiene una mejor hidrodinámica que la que presenta la probeta de cara plana (comparar

Figura 4.26 con Figuras. 4.9 y 4.11). Sin embargo no aportan información relevante que permita explicar la formación de puntos fríos durante de la cinética del frente de mojado y que se muestran en las Figuras 4.22(b) y 4.24 (b).

A continuación se muestran los resultados de experimentos de inyección de tinta mediante un tubo capilar de 1 mm de diámetro interno, cuya boca se localizaba muy cerca de la punta semiesférica de la probeta cilíndrica (ver Figura 4.27).

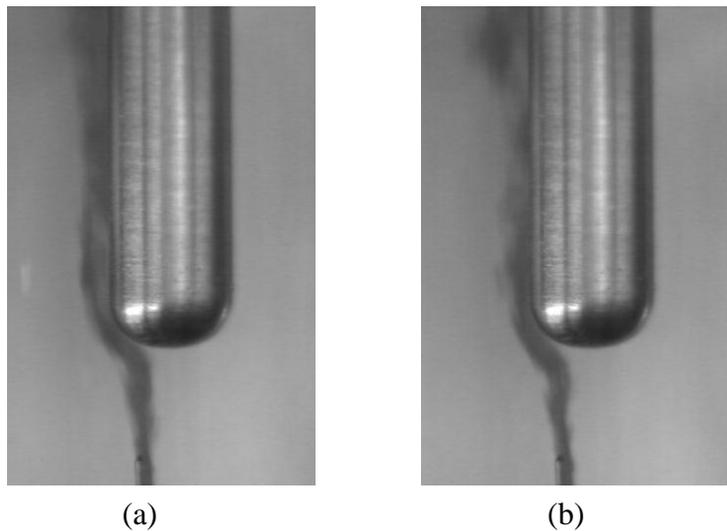


Figura 4.27. Imágenes de los experimentos de inyección de tinta cerca de la punta semiesférica de una probeta que es sumergida en un ducto de 45 mm de diámetro con agua, a temperatura ambiente, circulando a una velocidad de: (a) 0.2 m/s y (b) 0.60 m/s.

En la Figura 4.27 se muestra la trayectoria que marcó la tinta, para un experimento con agua a temperatura ambiente fluyendo a diferentes velocidades. La imagen de la Figura 4.27 (a) reafirma la observación de líneas de corriente paralelas a la cara lateral del cilindro de punta semiesférica (ver Figura 4.26 (a)). Este experimento no permitió visualizar ningún cambio en la hidrodinámica alrededor de la punta esférica de la probeta que pudiera ser asociado a la formación de puntos fríos mostrados en la Figura 4.25 (b).

Por su parte, la imagen de la Figura 4.27(b) concuerda con la observación de líneas de corriente pegadas a la parte baja de la cara lateral del cilindro de punta semiesférica (ver Figura 4.26 (b)) y de separación ligeras de las líneas de corriente en la parte superior de la cara del cilindro como consecuencia de flujo turbulento. Este experimento tampoco permitió visualizar ningún cambio en la hidrodinámica alrededor de la punta semiesférica de la probeta que pudiera ser asociado a la formación de puntos fríos mostrados en la Figura 4.24(b).

Para estudiar con mayor profundidad el comportamiento del flujo de fluidos alrededor de la punta semiesférica de la probeta experimental se recurrió al uso de la simulación matemática basada en CFD (por sus siglas en inglés: Computational Fluid Dynamics). Como sistema, se seleccionó un dominio 2D con flujo axi-simétrico que considera el comportamiento de la dinámica de fluidos de un líquido newtoniano, isotérmico, de densidad y viscosidad constantes, que circula en el interior de un ducto vertical de 45 mm de diámetro en estado no estacionario.

Como condición de frontera de entrada, se estableció el mismo perfil de flujo desarrollado que se obtuvo experimentalmente con base a la técnica de velocimetría por imágenes de partículas (ver Ecuación 3.6). Las otras condiciones de frontera son similares a las utilizadas para la simulación de CFD del comportamiento del fluido cuando se utiliza un probeta cilíndrica de base plana (ver Tabla 3.8).

A continuación se muestra la distribución de velocidad adimensional computada para dos velocidades (0.2 m/s y 0.6 m/s) de flujo libre estudiadas experimentalmente con las probetas cilíndricas de punta semiesférica (ver Figura 4.28).

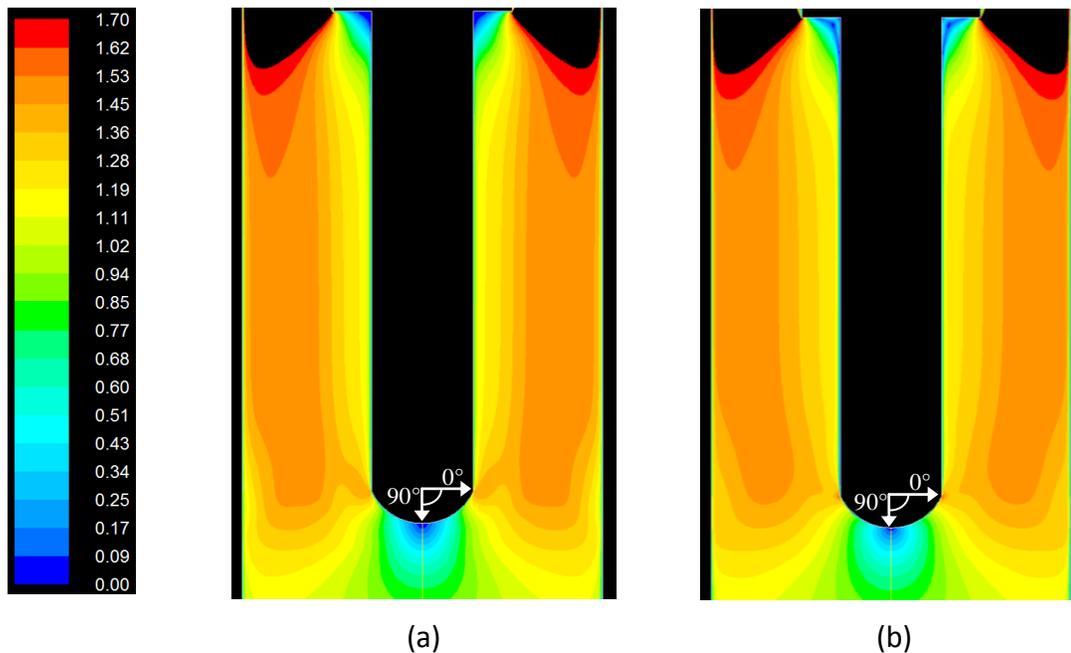


Figura 4.28. Campo de velocidad adimensional computado para agua fluyendo verticalmente en un tubo que contiene a una probeta cilíndrica de punta semiesférica. Se considera un sistema en estado isotérmico y no estacionario. En el flujo libre las velocidades promedio son: a) 0.2 m/s y b) 0.6 m/s.

Como se puede ver en la Figura 4.28 el comportamiento hidrodinámico computado con el *software* ANSYS-Fluent muestra que, en el segmento de curva que representa la punta del cilindro, se aprecian cambios de velocidad significativos para ambos casos. En la Figura 4.28(a) se observa que el fluido presenta una zona de remanso a los 90° de la punta semiesférica. En esta misma figura, pero a los 0° se computaron velocidades adimensionales de hasta 1.44. Si comparamos la Figura 4.28(a) con la Figura 4.22(b) se puede suponer que este incremento en la velocidad local de la superficie de la probeta está asociado con el adelgazamiento de la capa de vapor debido a una mayor eficiencia en la extracción de calor y el consecuente enfriamiento local de la probeta. Observe cómo el punto frío mostrado en la Figura 4.22(a) coincide con la posición donde la Figura 4.28(a) muestra un aumento local de velocidad.

Como se puede ver en la Figura 4.28(b), el fluido presenta una zona de remanso exactamente a los 90° de la punta esférica, tal como la condición de flujo libre de 0.20 m/s. En esta misma figura se aprecia que una condición de velocidad de flujo libre de 0.60 m/s producirá un salto del valor de velocidad adimensional de 1.7 en el punto indicado como 0° de la punta esférica. En la Figura 4.29 se presenta la distribución de coeficientes de presión alrededor de la geometría de la probeta cilíndrica con punta semiesférica, calculados con la ecuación 4.1.

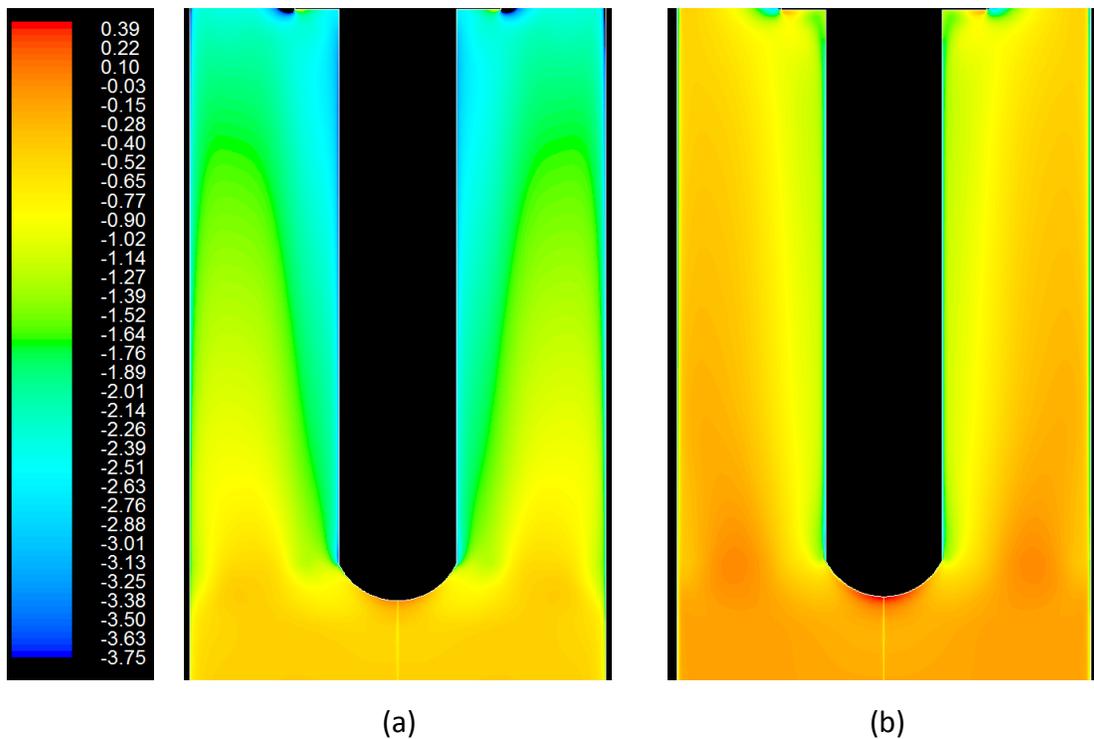


Figura 4.29. Distribución del coeficiente de presión, (C_p), computado para agua fluyendo verticalmente en un tubo que contiene a una probeta cilíndrica de punta semiesférica. Se considera un sistema en estado isotérmico y no estacionario. En la corriente libre el agua fluye a una velocidad de: a) 0.2 m/s y b) 0.6 m/s.

En la Figura 4.29, se puede observar que el valor del coeficiente de presión presenta un máximo en el segmento de línea que representa la punta semiesférica de la probeta, para

ambos casos. El valor mínimo del coeficiente de presión se localiza en la cercanía del punto donde se unen los segmentos de línea vertical y curva; el ΔC_p a lo largo de la línea vertical y curva es significativo para ambos casos, aunque con distintas características (ver Figura 4.30).

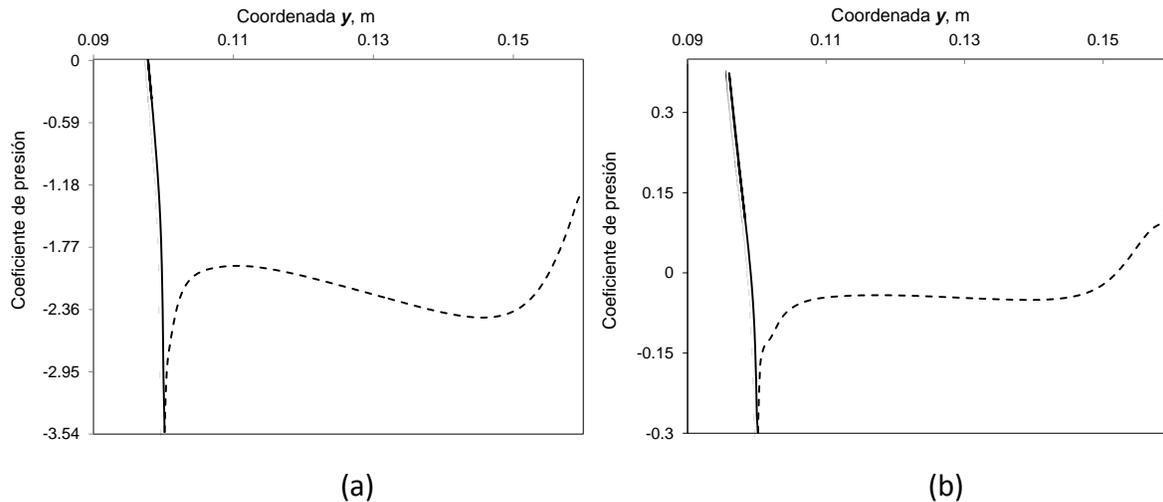


Figura 4.30. Valor del coeficiente de presión en los segmentos de línea recta (línea punteada) y curva (línea continua con cuadros) que representan las paredes de la probeta. Para el caso de agua fluyendo (a) 0.2 m/s y b) 0.6 m/s) en la superficie libre de un ducto de 45 mm de diámetro e impacta una probeta cilíndrica de punta semiesférica (2D).

Como se puede ver en la Figura 4.30(a), la magnitud del C_p es de 3.54 (magnitud negativa) y corresponde al punto representado por 0° de la punta semiesférica (ver Figura 4.28). Para el punto representado por 90° de la punta semiesférica la magnitud del C_p es de 0.01. Para el segmento de recta que representa la cara lateral del cilindro (línea punteada de la Figura 4.30(a)) el valor del C_p inicia en -3.5 y se incrementa, de forma suave, a medida que crece la coordenada y del dominio computacional. El valor de C_p se hace asintótico cuando la coordenada y alcanza los 0.105 m.

En la Figura 4.30(b), se puede ver que el valor máximo del coeficiente de presión (0.39) corresponde al punto representado por 90° de la punta semiesférica (ver Figura 4.28) y es, a su vez, el inicio del segmento de línea continua con cuadros que representa la punta semiesférica de la probeta. Además, $C_p = 0.39$ es un valor mayor si se le compara con la Figura 4.30(a); el valor del C_p al inicio del segmento de línea continua con cuadros de la Figura 4.30 es consecuencia de la velocidad del fluido en la corriente libre. Para el segmento de recta que representa la cara lateral del cilindro (línea puntada de la Figura 4.30(b)) el valor del C_p inicia en -3.0 y se incrementa hasta alcanzar un comportamiento asintótico cuando la coordenada y alcanza los 0.107 m, después de este punto el valor del coeficiente de presión se mantiene constante. Para la curva de la Figura 4.30(a), el valor del C_p alcanza un máximo y después cae de forma suave hasta un mínimo, antes de volver a incrementar su magnitud.

Es importante observar en la Figura 4.30(b) que el segmento de línea punteada (antes de que se alcance el valor asintótico) presenta dos cambios de pendientes significativos; y que no se observaron en el segmento de línea punteada de la Figura 4.30(a). Lo más importante de esta observación es que éste comportamiento anómalo, de la curva de coeficiente de presión en la superficie de la probeta cilíndrica, coincide con el punto donde experimentalmente se observa una extracción de calor localizada en la superficie de una probeta metálica de punta semiesférica con capa de vapor estable (ver Figura 4.24(b)).

Para dar una explicación rigurosa de lo que pasa aguas abajo del punto donde se unen el segmento de recta y la línea curva de la Figura 4.30(b) se dibuja en la Figura 4.31 una línea de corriente muy cercana a la superficie del dominio computacional que representa la probeta metálica de punta semiesférica.

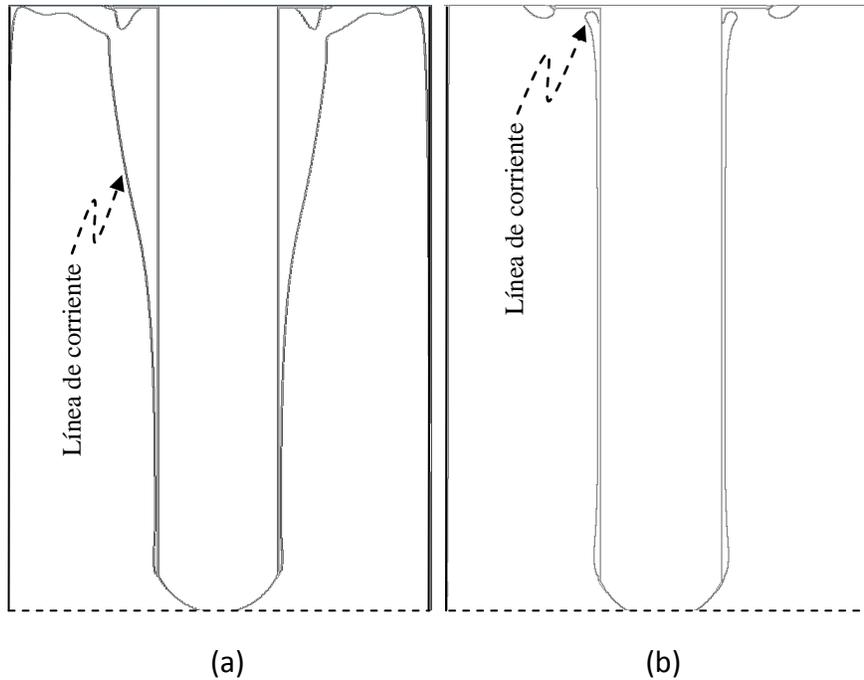


Figura 4.31. Línea de corriente computada para un tiempo de cálculo de 5s alrededor de una probeta de punta semiesférica colocada en un dominio computacional (2D) que representa un ducto de 45 mm de diámetro, en el cual circula agua a temperatura ambiente a: (a) 0.20 m/s y (b) 0.6 m/s.

Como se puede ver en la Figura 4.31(a), una línea de corriente, con origen en el al punto representado por 0° de la Figura 4.28, es dibujada muy cerca de los segmento de línea recta y curva que representan la pared de la probeta con punta semiesférica. Se observa que la línea de corriente se separa de la pared de la probeta (la velocidad disminuye en la superficie) poco antes de la mitad de su longitud (aguas abajo del punto representado por 0°). Lo anterior explica porque en la Figura 4.30(a) la curva del coeficiente de presión alcanza un máximo (línea de corriente está pegada a la pared) y después de la coordenada $y = 0.12$ m, el valor del coeficiente de presión decrece hasta un mínimo (línea de corriente se despegue de la pared).

En la Figura 4.31(b), se puede ver una línea de corriente con origen en el al punto representado por 0° de la punta semiesférica (ver Figura 4.28) y a la misma separación de los segmentos de línea recta y curva que representan la pared de la probeta con punta semiesférica de la Figura 4.31(a).

En la Figura 4.31(b), también se puede ver que en los primeros 12.7 centímetros del origen del segmento de recta que representa la cara lateral de la probeta, la línea de corriente se separa de la superficie y luego regresa para mantenerse con una separación constante a todo lo largo de la longitud de la probeta. La separación de la línea de corriente aguas abajo en la Figura 4.31(b) parece ser la explicación de por qué, en la Figura 4.30(b) se detecten dos cambios de pendiente en la trayectoria de la curva descrita por una línea punteada, antes de que ésta sea asintótica. Pero también refuerzan la hipótesis de que estas variaciones en los campos de presión y de velocidad afecten a la cinética del frente de mojado (ver Figura 4.24(b))

Por lo anterior, para mejorar la visualización de los eventos que suceden en la superficie de la probeta de punta semiesférica de la Figura 4.24(b) durante los primeros segundos del enfriamiento súbito de la probeta cilíndrica de punta semiesférica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y fluyendo a 0.6 m/s , se aplicó un efecto visual que se encuentra en el programa Microsoft Windows Movie Maker llamado Detección de Bordes a las imágenes obtenidas con la cámara de alta velocidad (ver Figura 4.32).

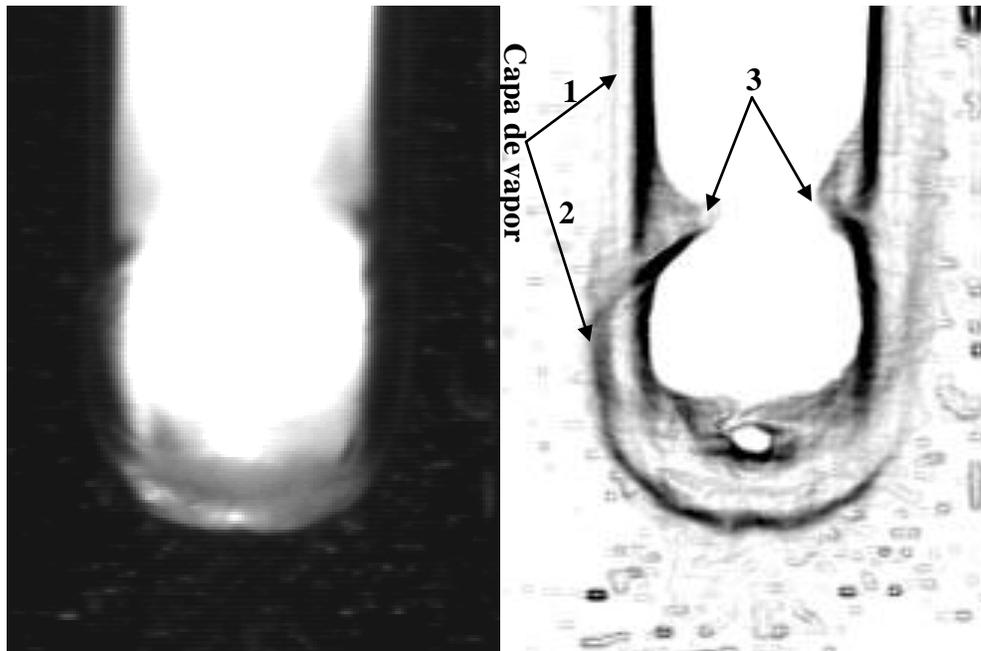


Figura 4.32. Imágenes (izquierda: formato original; derecha: efecto visual de Detección de Bordes de Microsoft Windows Movie Maker) durante el enfriamiento de una probeta cilíndrica de punta semiesférica en agua a 60 °C y fluyendo a 0.6 m/s. Se trata de un acercamiento de la imagen adquirida a 0.2 s después del instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

En la Figura 4.32 se puede observar la capa de vapor que envuelve a la probeta cilíndrica de punta semiesférica. En la imagen derecha de la Figura 4.32, con una flecha (1) se indica el espesor de la capa de vapor en la parte superior de la cara lateral del cilindro y con otra flecha (2) se indica el espesor de la capa de vapor en la parte inferior de la cara lateral del cilindro. El uso del efecto visual de Detección de Bordes de Microsoft Windows Movie Maker evidencia la expansión del espesor de la capa de vapor en la misma región donde la línea de corriente de la Figuras 4.31(b) presenta una fluctuación que puede ser evidencia de que los puntos fríos mostrados en la Figura 4.25 (b) son provocados por líneas de corriente que golpea la cara lateral de la probeta (ver flecha No. 3 de la Figura 4.32), tal como lo predicen los vectores de velocidad de la Figura 4.33.

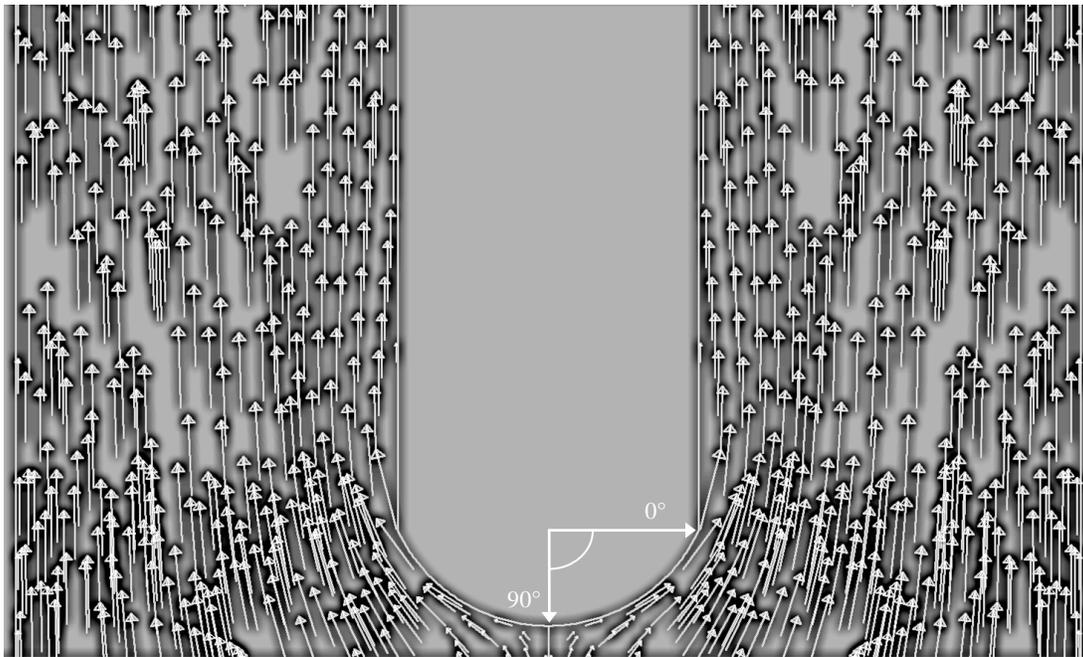


Figura 4.33. Distribución de velocidad (flechas) computada con CFD, para el dominio computacional (2D) que representa una probeta cilíndrica de punta semiesférica y un fluido circulando a una velocidad de 0.6 m/s dentro de un ducto de 45 mm de diámetro.

Como se puede ver en la Figura 4.33, los vectores de velocidad se separan aguas abajo del punto representado como 0° , es decir, donde inicia el segmento de línea recta que representa la cara lateral de la probeta. Los vectores presentan una trayectoria que parecen golpear la cara lateral, aguas abajo del punto de separación.

Con todo lo anterior se demuestra que la dinámica de fluidos alrededor de la probeta cilíndrica de punta semiesférica afecta de manera significativa a la cinética del frente de mojado.

4.1.3 Probeta de punta cónica

En un gran número de trabajos se ha recurrido a estimar a la cinética del frente de mojado utilizando probetas cilíndricas de base plana [13, 22-23, 30-33, 38, 47]. En otro grupo de trabajos se han investigado variantes de la probeta cilíndrica de base plana [35, 37, 46, 78]. Los resultados de los subcapítulos anteriores muestran que la probeta cilíndrica de cara plana produce separación de la capa límite en el vértice de la cara inferior y con ello la formación de flujo re-circulatorio en esta misma zona. La distorsión de la capa de vapor se hace significativa a partir de los 0.4 m/s complicando la caracterización del frente de mojado para altas velocidades de flujo.

La probeta cilíndrica de punta semiesférica presenta un mejor comportamiento hidrodinámico y un frente de mojado más simétrico comparado con el que presenta la probeta de cara plana; sin embargo, se presentan puntos fríos en la parte baja de la probeta que modifican a la curva “rapidez de enfriamiento vs. tiempo” y con ello la cinética del frente de mojado. Para velocidades de agua de 0.6 m/s se aprecian cambios de velocidad significativos alrededor del origen de la curvatura de la punta, lo que produce que una corriente de agua golpee la cara lateral de la probeta, tal como lo predicen los contornos de velocidad obtenidos con el modelo de CFD.

Los resultados mostrados en los sub-capítulos 4.1.1 y 4.1.2 permiten afirmar una de las hipótesis de este trabajo de tesis: “la hidrodinámica del fluido en la vecindad de la probeta juega un papel clave en el desarrollo de la cinética del frente de mojado durante el temple de piezas metálicas enfriadas por convección forzada”.

Con las probetas cilíndrica de base plana y cilíndrica de punta semiesférica no es posible estabilizar el frente de mojado al igual que no es posible, a partir de análisis de respuestas térmicas y de análisis de imágenes, determinar sin mucha incertidumbre la duración de la etapa de ebullición nucleada, la velocidad del frente de mojado, el ancho de la película de

vapor o diferenciar con claridad las transiciones entre los regímenes de transferencia de calor.

A continuación se presenta el diseño de una novedosa probeta cilíndrica de punta cónica maquinada en acero inoxidable AISI 304 e instrumentada con termopares tipo K, de 1/16 pulgadas de diámetro (ver Capítulo 3).

En la Figura 4.34, se presentan cuatro imágenes extraídas del video tomado durante el enfriamiento de una probeta cilíndrica de punta cónica calentada a 915 °C y enfriada en agua a 60 °C y una velocidad en la corriente libre, es decir antes de pasar por la probeta, de 0.20 m/s.

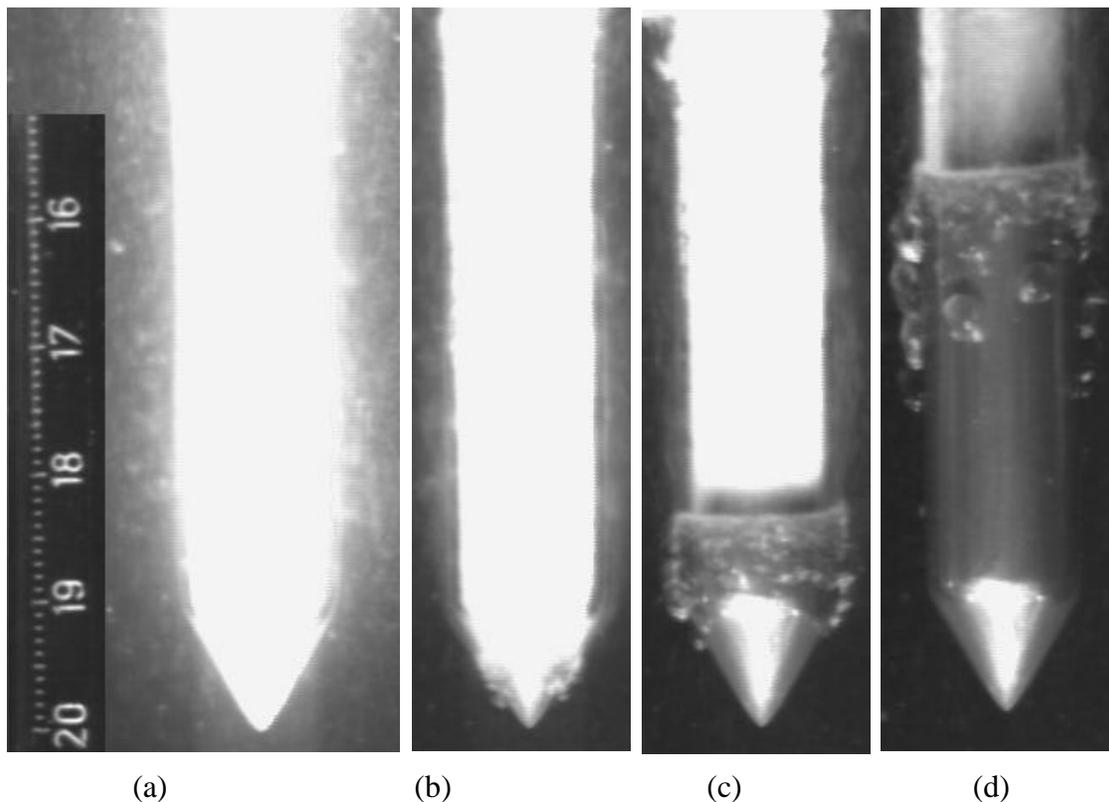


Figura 4.34. Comportamiento del frente de mojado de una probeta cilíndrica de punta semiesférica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C fluyendo a 0.2 m/s: (a) 0.0 s, (b) 3.28 s, (c) 6.09 s, (d) 12.09. Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

En la imagen 4.34 (a) se muestra el instante en el que la probeta de punta cónica llega a la posición final dentro del tubo; este instante de tiempo será referido como el tiempo cero de todos los experimentos que se muestren más adelante. Al igual que en los experimentos con la probeta de base plana y punta semiesférica puede observarse que no se formaron costras de óxido en la superficie de la probeta durante el calentamiento y traslado; por el contrario, la capa de óxido es uniforme. En la imagen 4.34 (b) se muestra como la capa de vapor rompe en la punta. La punta cónica, a diferencia de la punta semiesférica, garantiza que la capa de vapor rompa en un solo punto (ya que la punta funciona como un sumidero de calor) por lo que promueve que el frente de mojado ascienda de manera totalmente simétrica en la componente angular del cilindro. En la imagen 4.34 (c) se aprecia con claridad una línea que delimita la etapa de capa de vapor estable y de la etapa de nucleación de burbujas de vapor pero siempre con una zona donde la capa de vapor es estable y la superficie metálica es más fría. Si se compara la imagen 4.34 (c) con la imagen 4.24 (d) se puede observar que la zona fría que precede el frente de mojado en la probeta de punta cónica es mucho más pequeña que la que se presenta con la punta semiesférica.

En la imagen 4.34(d) se observa que las burbujas que están cerca del frente de mojado tienen un diámetro pequeño y una frecuencia de nucleación alta. Las burbujas que están más lejos del frente de mojado son de diámetro grande y tienen frecuencia de nucleación pequeña.

Las respuestas térmicas medidas para esa condición experimental se grafican en la Figura 4.35(a), en la que el tiempo se contabiliza a partir de que la probeta metálica se sumerge en la corriente de agua; en ese instante los termopares registran una temperatura de 900 °C. De la Figura 4.35(a) se puede observar que el termopar que se encuentra más cerca de la base del cono (T/C 4) es el primero que se enfría. El termopar que está más alejado de la base (T/C 1) es el que presenta una capa de vapor envolvente más duradera y, por lo

tanto, es el último en presentar una inflexión en la curva de enfriamiento (aproximadamente a los 14.7 s).

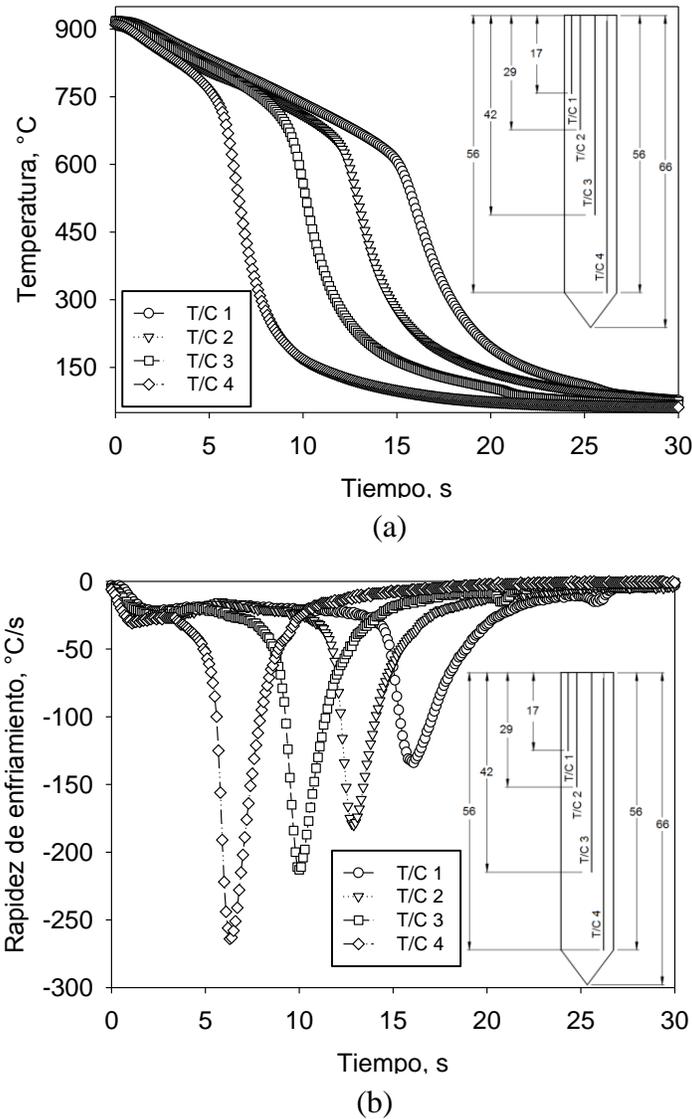


Figura 4.35. Comportamiento térmico de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada hasta 915 °C y enfriada en agua a 60 °C, circulando a 0.20 m/s. (a) Historias térmicas, (b) historias de rapidez de enfriamiento. Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta entra al medio de enfriamiento.

A partir de las respuestas térmicas medidas se calculó la historia de rapidez de enfriamiento en las posiciones de los termopares, la cual se muestra en la Figura 4.35 (b). Es importante observar que, una vez que la probeta metálica está inmersa en el fluido, las curvas llegan hasta valores de $-21\text{ }^{\circ}\text{C/s}$. Después de este punto, la línea es horizontal, comportamiento que demuestra que la capa de vapor se encuentra totalmente estable. Observe que los máximos de cada una de las curvas de rapidez de enfriamiento para cada termopar presentan un comportamiento monótonico, el cual es resultado de un frente de mojado que asciende de manera simétrica en la componente angular del cilindro. Conociendo las posiciones de los termopares a lo largo de la probeta y los tiempos en los que el frente de mojado llegó a cada uno de ellas, se aplicó una regresión lineal para determinar la velocidad promedio del frente de mojado, que fue de 4.3 mm/s para esta condición experimental.

En la Figura 4.36 se presentan tres imágenes de una probeta cilíndrica de punta cónica calentada a $915\text{ }^{\circ}\text{C}$ y enfriada en agua a $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ y que fluye a una velocidad de 0.60 m/s . En la imagen de la Figura 4.36(a) se muestra el instante en el que la probeta llega a su posición experimental dentro del tubo; se puede ver que la probeta no formó costras de óxido en la superficie del cilindro durante el calentamiento y traslado; se puede ver que la capa de vapor permanece estable pero la punta de la probeta ya presenta ebullición nucleada. En la imagen 4.36 (b) se observa que la capa de vapor rompe en la parte inferior de la probeta y el frente de mojado asciende en la misma dirección en la que circula el fluido, pero siempre con una zona donde la capa de vapor es estable y la superficie metálica fría. En la imagen 4.36(c) se observa que el frente de mojado conserva bastante bien la simetría a pesar de que la velocidad a la que circula el agua es de 0.6 m/s .

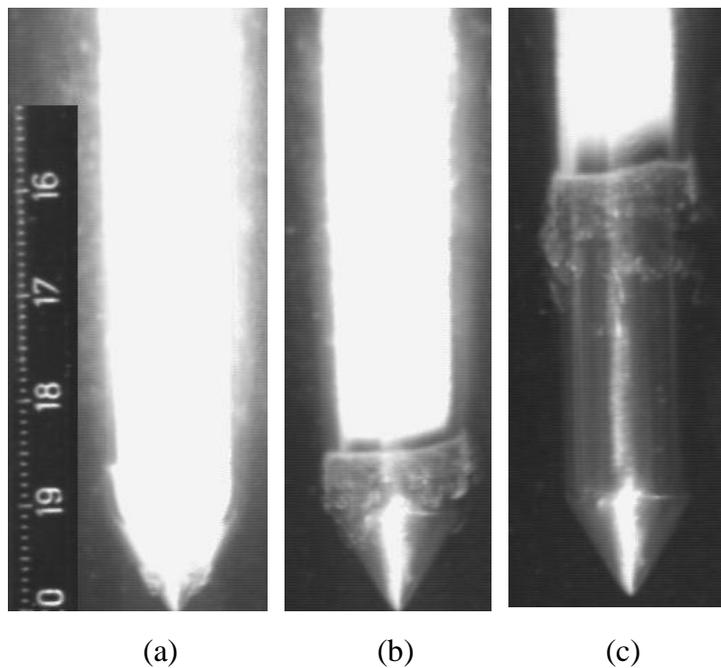


Figura 4.36. Comportamiento del frente de mojado de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C fluyendo a 0.6 m/s : (a) 0.0 s , (b) 2.09 s , (c) 6.66 s . Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta se coloca dentro del medio de enfriamiento.

En la Figura 4.37(a) se grafican las respuesta térmicas medidas para la condición experimental de la Figura 4.36. En la gráfica de la Figura 4.37(a) el tiempo se contabiliza a partir de que la probeta metálica se sumerge a la corriente de agua; en este instante los termopares registran una temperatura de 900°C . De la Figura 4.36 (a) se puede observar que el termopar que se encuentra más cerca de la base del cono (T/C 4) es el primero que se enfría. El termopar que está más alejado de la base (T/C 1) es el que presenta una capa de vapor envolvente más duradera y, por lo tanto, es el último en presentar una inflexión en la curva de enfriamiento (aproximadamente a los 10 s).

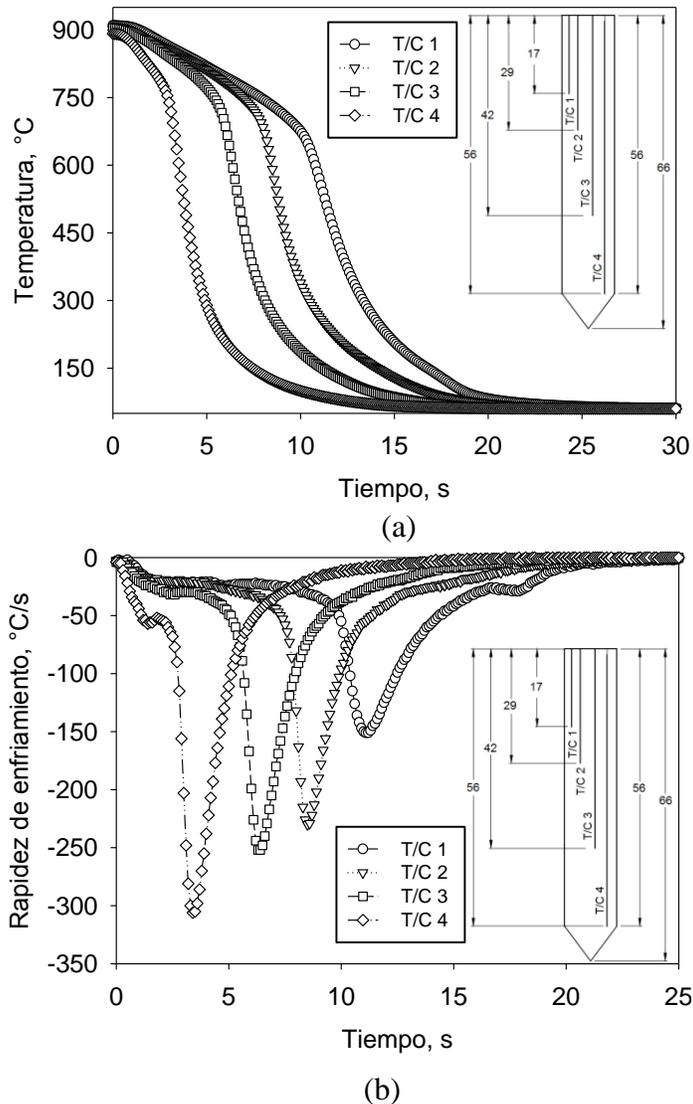


Figura 4.37. Comportamiento térmico de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada hasta 915 °C y enfriada en agua a 60 °C, circulando a 0.60 m/s. (a) Historias térmicas, (b) historias de rapidez de enfriamiento. Los tiempos están referidos al instante en el que la probeta entra al medio de enfriamiento.

A partir de las respuestas térmicas medidas se calculó la historia de rapidez de enfriamiento en las posiciones de los termopares, la cual se muestra en la Figura 4.35(b). Se puede observar que el termopar que se encuentra más cerca de la base del cilindro (T/C 4) presenta una extracción de calor constante, es decir la línea nunca se hace

horizontal (comportamiento que demuestra que la capa de vapor no se encuentra totalmente estable en ese punto), sin embargo la Figura 4.36 (a) no muestra evidencia de que la capa de vapor sea inestable en este punto. Los termopares que se encuentra más alejado de la base del cono (T/C 1, T/C 2 y T/C 3) presentan una capa de vapor envolvente estable por 5, 7 y 10s, respectivamente.

Como lo muestra la Figura 4.37 (b), los máximos de cada una de las curvas de rapidez de enfriamiento para cada termopar presentan un comportamiento monotónico; sin embargo, la curva para el termopar T/C 2 tiene un máximo de $-230\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ que rompe con el comportamiento lineal que se obtuvo para los máximos de la Figura 4.35 (b). Lo anterior se atribuye a que el frente de mojado para estas condiciones asciende de manera menos simétrica en la componente angular del cilindro (ver figura 4.36(c) y comparar con Figura 4.34(d)); la velocidad del frente de mojado para las condiciones de la Figura 4.36 tuvo una magnitud promedio de 6.2 mm/s .

A continuación se presentan los resultados de los experimentos con listones de celofán en el sistema a temperatura ambiente para visualizar a las líneas de corriente alrededor de la probeta de punta cónica (ver Figura 4.38).



Figura 4.38. Imágenes de listones sujetos a la base de las probetas cilíndricas de punta cónica para agua circulando, en un ducto de 44.4 mm de diámetro interno, a una velocidad de: a) 0.20 m/s y b) 0.60 m/s .

La Figura 4.38 muestra imágenes de listones de celofán pegados a la base de las probetas de punta cónica con la finalidad de “trazar” las líneas de corriente y visualizar el comportamiento del flujo. Para una velocidad de 0.2 m/s, los listones se mantienen paralelos a lo largo de toda la base lateral del cilindro (Ver Figura 4.38(a)). Cuando la velocidad del agua se incrementa a 0.6 m/s, la hidrodinámica del sistema provoca que, en la parte alta de la probeta, el listón de celofán se desprege ligeramente de la cara lateral del cilindro.

Los resultados de estos experimentos demuestran que la probeta de punta cónica tiene un comportamiento aerodinámico comparado con el que presenta la probeta de punta semiesférica y muy superior al de la probeta de cara plana (comparar Figura 4.38 con Figura 4.11 y Figura 4.26). Sin embargo no aportan información relevante que permita explicar por qué el termopar que se encuentra más cerca de la base del cilindro (T/C 4) de la Figura 4.37(b) no presenta una extracción de calor constante (comportamiento que demuestra que la capa de vapor no se encuentra totalmente estable en ese punto).

Al igual que en los casos anteriores, el siguiente paso en el análisis fue realizar una simulación de CFD para conocer las condiciones hidrodinámicas en la vecindad de la probeta bajo condiciones isotérmicas. Como condición de frontera de entrada, se estableció el mismo perfil de flujo desarrollado que se obtuvo experimentalmente con base a la técnica de velocimetría por imágenes de partículas (ver Ecuación 3.6). Las otras condiciones de frontera son similares a las utilizadas para la simulación de CFD del comportamiento del fluido cuando se utiliza una probeta cilíndrica de base plana (ver Tabla 3.8).

A continuación se muestra la distribución de la velocidad adimensional en el dominio computacional que representa agua fluyendo en un ducto de 45 mm de diámetro a una

velocidad de 0.2 m/s y 0.6 m/s, antes de impactar a la probeta cilíndrica de punta cónica (ver Figura 4.39).

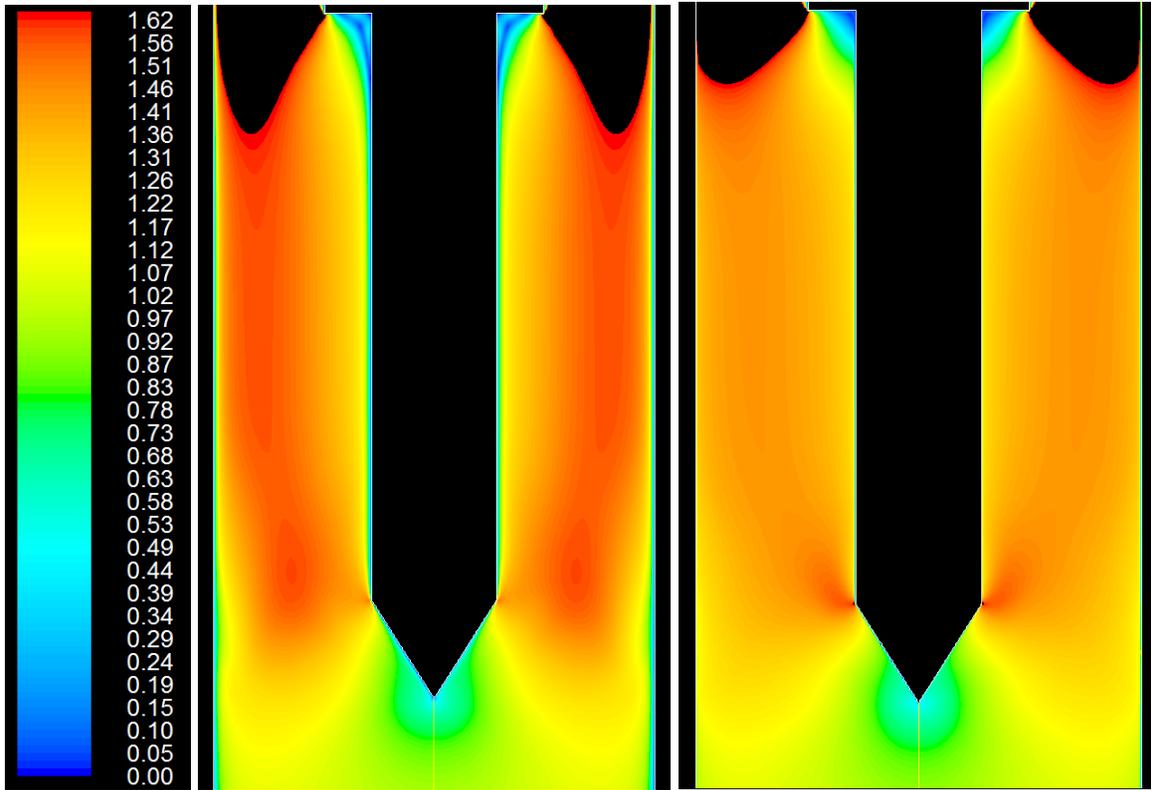


Figura 4.39. Campo de velocidad adimensional computado para agua fluyendo verticalmente en un tubo que contiene a una probeta cilíndrica de punta cónica. Se considera un sistema en estado isotérmico y no estacionario. La velocidad promedio del fluido a la entrada del dominio computacional (2D) es de: a) 0.2 m/s y b) 0.6 m/s.

Como se puede ver en la Figura 4.39 el comportamiento hidrodinámico computado con la simulación de CFD muestra que, en el segmento de recta que representa a la cara lateral del cono, se aprecian cambios de velocidad significativos para ambos casos. En la Figura 4.39(a) se observa que el fluido presenta un salto en el valor de la velocidad exactamente en el vértice de las líneas que representan la cara lateral del cilindro y el cono, es decir, el

valor máximo de velocidad adimensional es de 1.49 para el caso donde la condición de entrada fue de 0.20 m/s de velocidad de flujo libre.

Como se puede ver en la Figura 4.39 (b), una condición de velocidad de flujo libre de 0.60 m/s producirá un salto en la magnitud de la velocidad adimensional de hasta 1.60 exactamente en el vértice de las líneas que representan la cara lateral del cilindro y el cono. Con este cambio brusco de velocidad local se podría esperar un aumento severo del gradiente de presiones localmente, tal y como se presentó en las Figuras 4.19 y 4.30(b).

En la Figura 4.40 se presenta la distribución del coeficiente de presión del fluido en todo el dominio computacional (2D) que representa agua fluyendo verticalmente en un tubo que contiene a una probeta cilíndrica de punta cónica, calculados con la herramienta computacional ANSYS-FLUENT.

En la Figura 4.40(a) se observa que la distribución del coeficiente de presión a lo largo de cara lateral del cilindro es más homogénea, si se le compara, con la cara lateral del cilindro de la Figura 4.40 (b). Esta última figura, presenta cambios significativos del valor del coeficiente de presión principalmente en el punto donde se intersectan los dos segmentos de línea que representa la pared de la probeta.

Si comparamos la Figura 4.39(b) con el comportamiento del termopar T/C 4 de la Figura 4.37 (b) se puede suponer que este incremento en la velocidad local de la superficie de la probeta sugiere un adelgazamiento de la capa de vapor, debido a un cambio significativo en el campo de presiones (ver Figura 4.411) y el consecuente enfriamiento local de la probeta durante la etapa de capa de vapor estable. Sin embargo no se observa ningún punto frío en la Figura 4.36(a) y mucho menos se observa alguna alteración en el espesor de la capa de vapor exactamente en el vértice de las líneas que representan la cara lateral del cilindro y el cono; posiblemente por la saturación de luz que recibe la cámara cuando la probeta entra a alta temperatura.

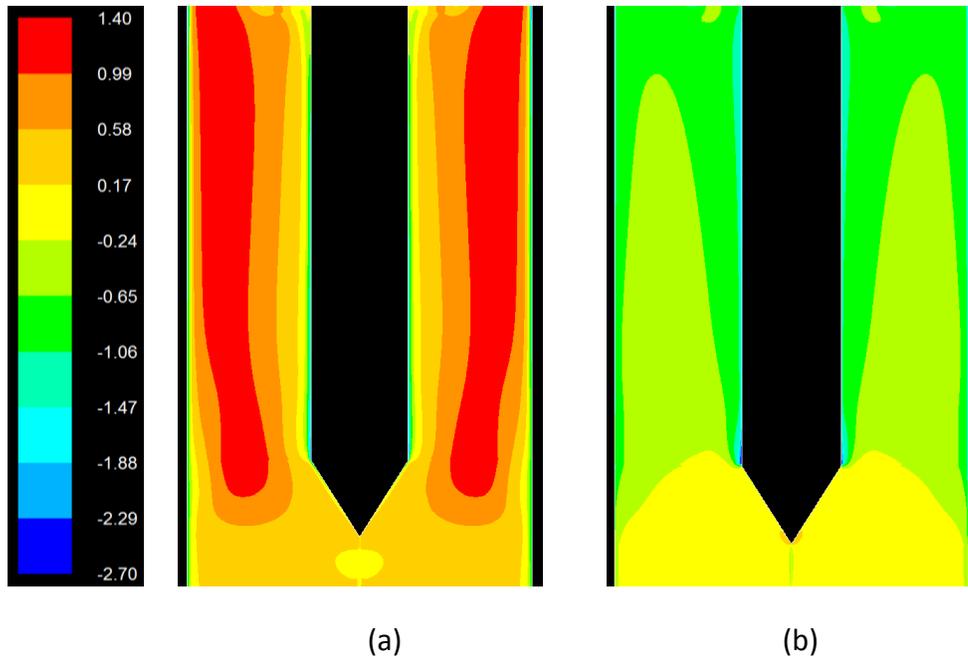


Figura 4.40. Distribución del coeficiente de presión computado para agua fluyendo verticalmente en un tubo que contiene a una probeta cilíndrica de punta cónica. Se considera un sistema en estado isotérmico y no estacionario. La velocidad promedio del fluido a la entrada del dominio computacional (2D) es de: a) 0.2 m/s y b) 0.6 m/s.

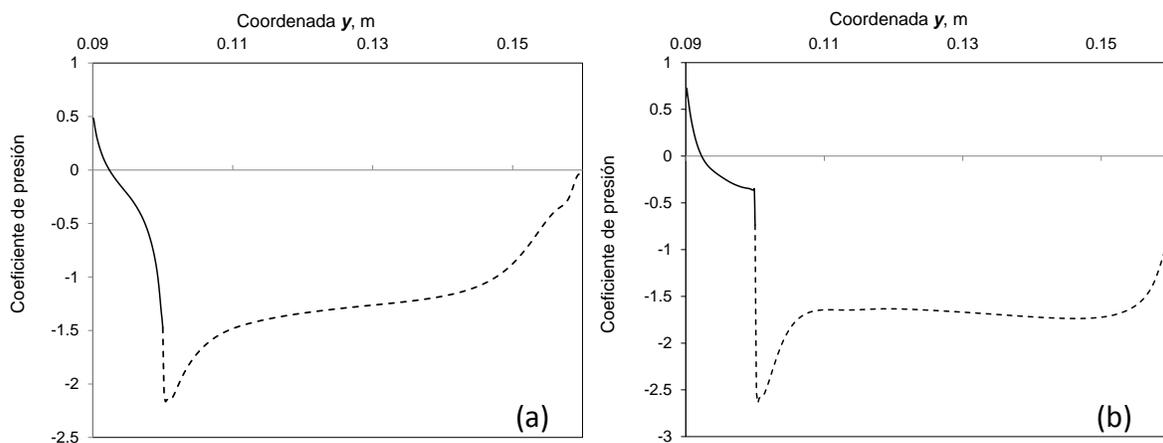


Figura 4.41. Valor del coeficiente de presión en los segmentos de línea que representan las paredes de la probeta; cono (línea continua con cuadros) y cara lateral (línea puntada) para el caso donde la velocidad promedio a la entrada es: (a) 0.2 m/s y b) 0.6 m/s).

Como se puede ver en la Figura 4.41(a), la línea curva que representa el valor del coeficiente de presión en la pared del cono (línea continua con cuadros) tiene una transición de valores positivos a negativos que difiere en forma, si se le compara con la línea continua con cuadros de la Figura 4.41(b). En ésta última figura, la curva que representa el valor del coeficiente de presión en la pared del cono tiene un cambio brusco en el coeficiente de presión que podría evidenciar alguna variación de la capa de vapor, como en el caso de la Figura 4.30(b).

Por lo anterior, para mejorar la visualización de los eventos que suceden en la superficie de la probeta con punta, se utilizó una video cámara de color (para evitar la saturación de luz cuando la probeta entra a alta temperatura) para grabar los primeros segundos del enfriamiento súbito de la probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y fluyendo en la corriente libre a una velocidad promedio de 0.6 m/s (ver Figura 4.42)

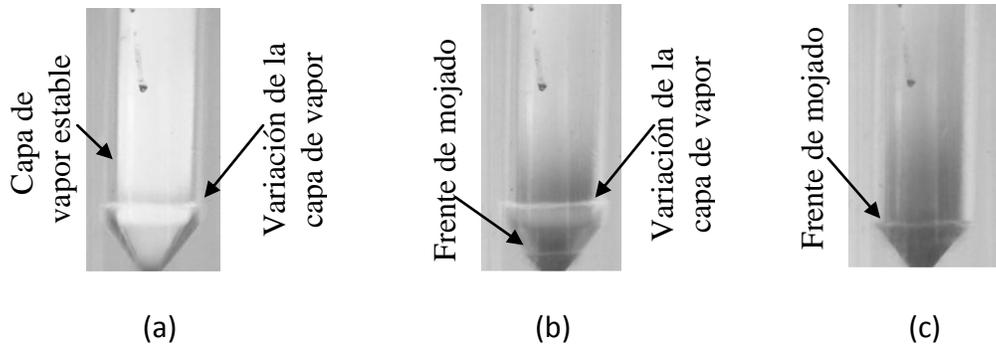


Figura 4.42. Imágenes que muestran los primeros segundos del enfriamiento de una probeta cilíndrica de punta cónica en agua a 60 °C y fluyendo a 0.6 m/s.

En la Figura 4.42 se presentan imágenes que permiten caracterizar las variaciones de la capa de vapor que envuelve a la probeta cilíndrica de punta cónica y el ascenso del frente de mojado. La variación del espesor de la capa de vapor sucede al rededor del vértice donde inicia la base del cilindro, tal y como lo predicen los coeficientes de presión de las

Figuras 4.40(b) y 4.42(b). La variación del espesor de la capa de vapor produce un punto frío sobre la superficie de la probeta metálica a alta temperatura (ver Figura 4.42(a)).

En la Figura 4.43 se presentan imágenes de la generación de burbujas de vapor en la superficie de una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60 °C y 0.2 m/s; las imágenes fueron manipuladas en su contraste, brillo y gamma con las herramientas del programa IMAQ Vision Builder de National Instruments para tener un mejor detalle de los eventos en la superficie de las probetas.

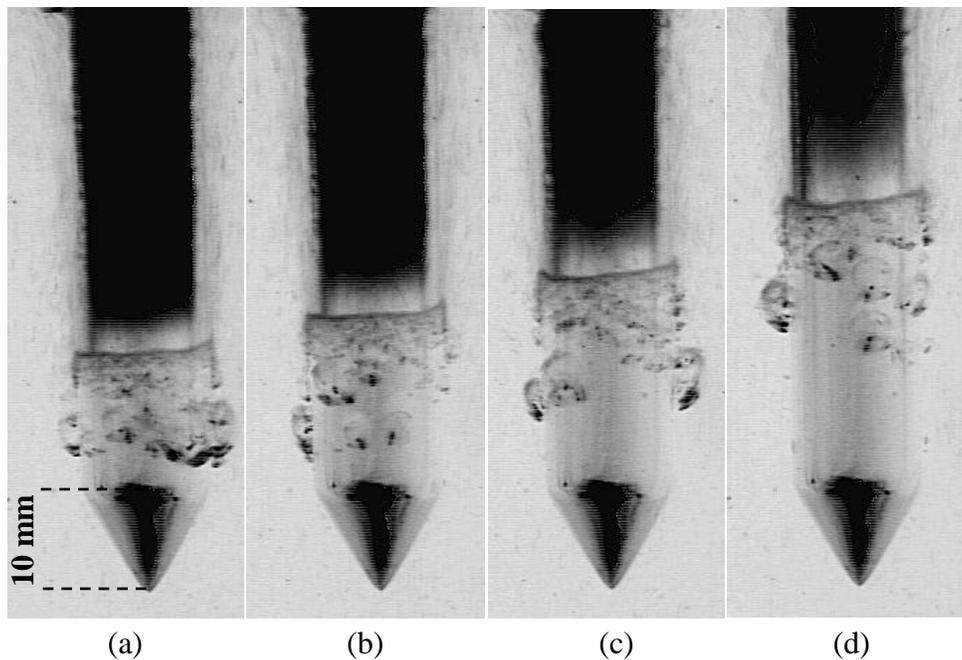


Figura 4.43. Fenómenos de ebullición en una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.2 m/s;(a) 7.71, (b) 8.51, (c) 9.31, (d) 10.81.

En la Figura 4.43 se pueden identificar tres etapas que acompañan al frente de mojado en su ascenso por toda la longitud de la probeta. La capa de vapor estable se encuentra siempre aguas arriba del frente de mojado. La zona de ebullición nucleada que siempre esta aguas abajo del frente de mojado y más alejada del frente de mojado una zona donde

no existe la nucleación de burbujas y el único mecanismo de transferencia de calor es el de convección forzada. Es importante observar que en las imágenes de la Figura 4.43 la zona de ebullición nucleada se puede dividir, a su vez, en dos zonas: (a) una zona localizada exactamente abajo del frente de mojado donde burbujas de diámetro muy pequeño nuclean con una frecuencia muy alta y (b) una segunda zona de ebullición nucleada donde la característica principal es que las burbujas de vapor son de diámetros grandes y su frecuencia de nucleación es muy baja y totalmente estocástica.

En la Figura 4.44 se presentan imágenes de la generación de burbujas de vapor en la superficie de una probeta cilíndrica de cara plana, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.6 m/s ; las imágenes fueron manipuladas en su contraste, brillo y gamma con las herramientas del programa IMAQ Vision Builder de National Instruments para tener un mejor detalle de los eventos en la superficie de las probetas.

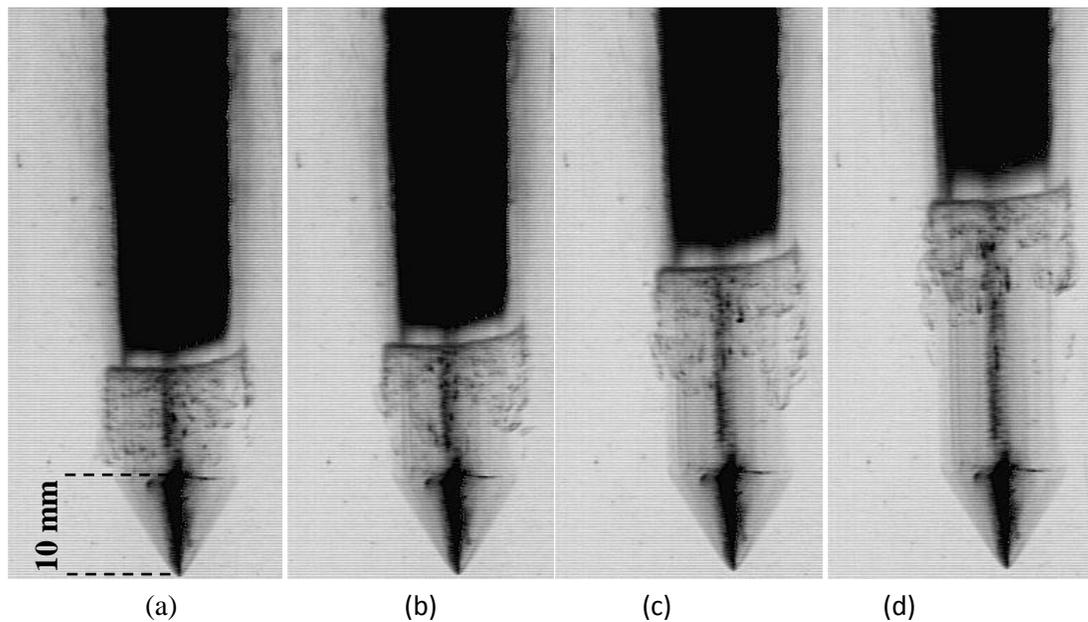


Figura 4.44. Fenómenos de ebullición en una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.6 m/s ; (a) 3.06, (b) 3.48, (c) 4.65, (d) 5.85.

En la Figura 4.44 se confirma que las etapas de capa de vapor estable, ebullición nucleada y convección forzada sin presencia de burbujas coexisten durante el enfriamiento súbito de piezas metálicas y que estos fenómenos son dependientes del tiempo y la posición. Si se compara la Figura 4.43 (d) con la Figura 4.44 (d) se puede observar que la longitud de superficie que presenta ebullición nucleada en la probeta con punta, para una velocidad de agua de 0.6 m/s disminuyó a 9 mm en lugar de los 16 mm de ebullición nucleada que presentó la probeta con punta para una velocidad de agua de 0.2 m/s.

También de la Figura 4.44 es importante observar que, para estas condiciones experimentales, el diámetro de las burbujas que nuclean en la superficie de las probetas es más pequeño si se compara con el diámetro de la burbuja que se nuclean cuando la condición de velocidad del agua es de 0.2 m/s (ver Figura 4.43(a) y Figura 4.44(a)).

En la Figura 4.45 se muestra el fenómenos de ebullición en la superficie de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C con diferentes velocidades;(a) 0.2 m/s, (b) 40 m/s, (c) 60 m/s. Se puede observar que la variación de la longitud de la zona de ebullición nucleada es inversamente proporcional con la velocidad con la que circula el agua dentro del ducto de acrílico.

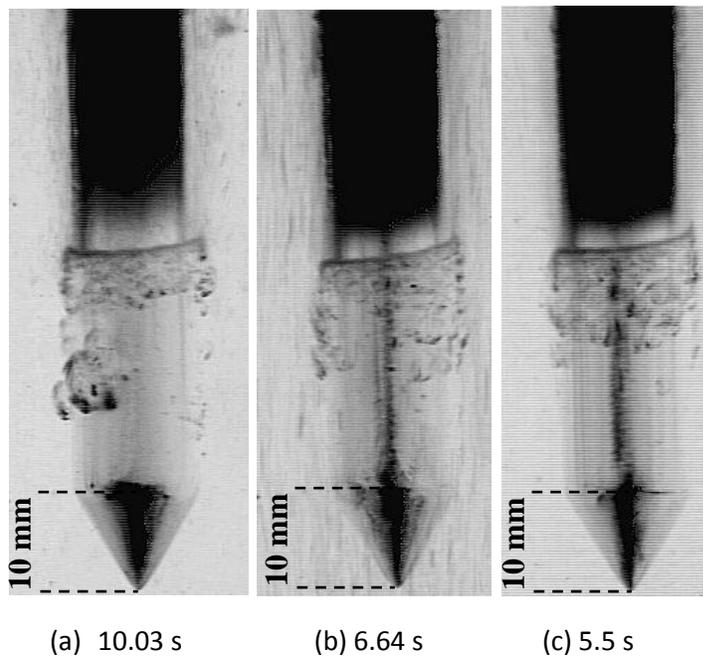


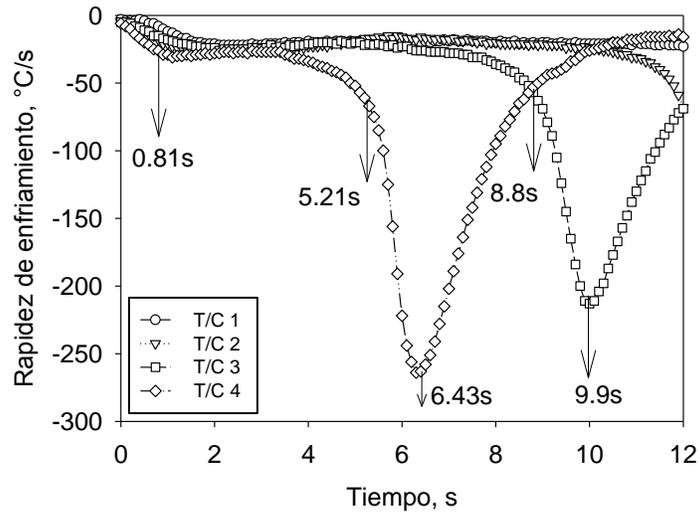
Figura 4.45. Fenómenos de ebullición en una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C con diferentes velocidades;(a) 0.20 m/s, (b) 0.40 m/s, (c) 0.60 m/s.

La imagen 4.45(a) presenta una zona de ebullición nucleada de 16 mm de largo, mientras que la longitud de esa zona en la imagen 4.45(b) es de 12 mm de largo. Finalmente, para la velocidad máxima (0.60m/s) se tiene una zona de ebullición nucleada con una longitud de 9 mm.

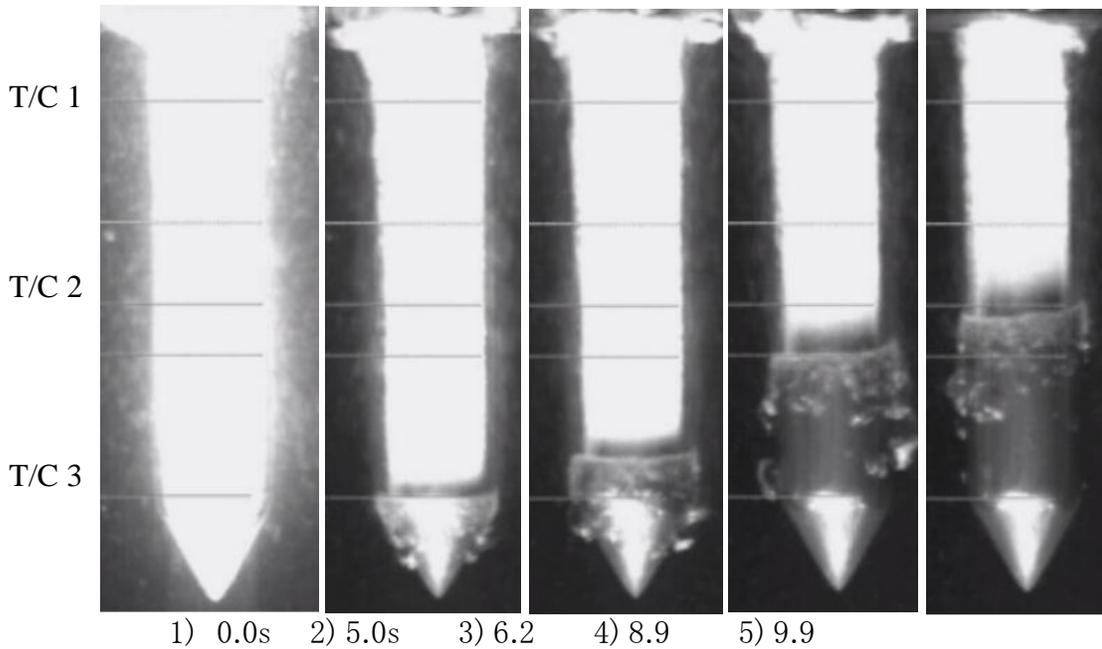
Con estos valores de la longitud de la zona de ebullición, y conociendo la velocidad del frente de mojado, es posible determinar la duración de la etapa de ebullición nucleada. Para el caso de agua a 60°C y fluyendo a una velocidad de 0.2 m/s la velocidad del frente de mojado en la superficie de una probeta cilíndrica de punta cónica es de 4.3 mm/s, es decir la etapa de ebullición nucleada dura 3.7 segundos. Este valor coincide con el único dato reportado en la literatura (3.8 s) y determinado experimentalmente con un método acústico por Kobasko y colaboradores [79] para una probeta cilíndrica de cara plana de 10

mm de diámetro y fabricada de una cero Kh18N9T y enfriada súbitamente desde los 850 °C con una solución acuosa de CaCl₂. Aunque los autores no reportan la velocidad del fluido empleada en dichos experimentos si hacen referencia a las condiciones de enfriamiento (durante la etapa de ebullición nucleada) por medio de un coeficiente de transferencia de calor promedio de 5000 W m⁻² K⁻¹ de magnitud.

Para explicar con mayor detalle la cinética del frente mojado, en la Figura 4.46(a) se presenta una curva de rapidez de enfriamiento, obtenida a partir de la historia térmica experimental, de los primeros 12 segundos del enfriamiento de una probeta cilíndrica de punta cónica templada a partir de los 900°C en agua a 60°C y fluyendo a 0.2 m/s. Imágenes obtenidas con una cámara de alta velocidad marca Photron-Fastcam-PCI-R2 a una frecuencia de 125 fps y una resolución de 512 × 480 fueron sincronizadas a los tiempos de adquisición de los datos y manipuladas con IMAQ Vision Builder de National Instruments para calibrar las imágenes (ver Figura 4.46(b)). La calibración puede ser guardada en un script y aplicada a toda la secuencia de imágenes del experimento.



(a)



(b)

Figura 4.46. Experimento sincronizado para la adquisición de datos de temperatura e imágenes de alta velocidad de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.20 m/s: (a) curva de rapidez de enfriamiento y (b) imágenes manipuladas con IMAQ Vision Builder de National Instruments.

De la Figura 4.46 (a), se observa que a los 0.81 s la familia de curvas se vuelve horizontal; no es sino hasta este instante que, la capa de vapor está completamente estable. La pendiente negativa que se observa antes de los 0.81 s se asocia al calor cedido por la superficie metálica al fluido que rodea la probeta para formar la capa de vapor de 1.6 mm de grosor (ver imagen 4.46 (b1), todos los termopares se encuentran en posiciones donde la capa de vapor es estable).

De la Figura 4.46 (a), se puede ver que a los 5.21 s en la posición del termopar T/C 4 se tiene un valor de rapidez de enfriamiento de -62°C/s , que es muy diferente al que presenta el resto de las curvas en este mismo instante (-21°C/s). Si se observa la Figura 4.46 (b2), a los 5.21 s el frente de mojado pasa por la posición del termopar T/C 4, lo cual explica por qué en ese instante la curva de rapidez de enfriamiento T/C 4 de la Figura 4.46(a) indica un aumento en la extracción de calor.

También de la Figura 4.46 (b2) se puede confirmar que el resto de termopares se encuentra en posiciones donde la capa de vapor es estable, lo que les permite mantener su curva de rapidez de enfriamiento a un valor constante de -21°C/s , es decir, un comportamiento asociado con la presencia de la capa de vapor.

De la gráfica de rapidez de enfriamiento vs. tiempo mostrada en la Figura 4.46(a), se puede ver que a los 6.43s la curva T/C 4 muestra un valor máximo de -266°C/s y posteriormente decrece. Este punto máximo se alcanzó 1.8 s después de que el frente de mojado pasara por la posición del termopar T/C 4. La Figura 4.46 (b3) muestra que a los 6.43 s y en la posición del termopar T/C 4, la superficie de la probeta está detectando la influencia de un régimen de ebullición nucleada.

Es importante recordar que los resultados mostrados en la Figura 4.43 hacen mención a dos sub-regímenes caracterizados durante la etapa de ebullición nucleada: a) una zona localizada exactamente abajo del frente de mojado con burbujas de diámetro muy pequeño y frecuencia de nucleación rápida y (b) otra zona de ebullición nucleada donde la característica principal es que las burbujas de vapor son de diámetros grandes y su frecuencia de nucleación es baja. La Figura 4.46(b3) muestra que a los 6.43 s el termopar T/C 4 se encuentra en una zona donde las burbujas son de diámetro muy pequeño y con una alta frecuencia nucleación; este comportamiento particular de la ebullición nucleada en superficies metálicas explica, sin lugar a dudas, por qué la curva de rapidez de enfriamiento del termopar T/C 4 alcanza su valor máximo.

De la Figura 4.46(a), para un tiempo de 8.8 s, se puede ver que la curva para T/C 4 y la curva para T/C 3 tienen un valor de rapidez de enfriamiento de -55°C/s . La curva para T/C 4 presenta una disminución en su valor absoluto de rapidez de enfriamiento mientras que la curva para T/C 3 presenta un aumento en su valor absoluto de rapidez de enfriamiento, es decir la capa de vapor comienza a perder su capacidad aislante para este último caso.

Es importante observar de la Figura 4.46 (b4) que, a los 8.8 s, la superficie metálica (en la posición del termopar T/C 4) presenta burbujas de tamaño grandes y que nuclean estocásticamente; pero además la posición del termopar T/C 4 está a 14 mm del frente de mojado. Recordemos que en resultados anteriores (ver Figura 4.46) se comprobó que después del frente de mojado la longitud de la zona ebullición nucleada disminuye a medida que aumenta la velocidad del agua; en particular para el caso de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 60°C y 0.20 m/s esta longitud es de sólo 16 mm. La posición del termopar T/C 4, en particular su lejanía con respecto al frente de mojado, explica por qué la curva de rapidez de enfriamiento para T/C 4 presenta un comportamiento descendente en el valor absoluto de rapidez de enfriamiento.

También de la Figura 4.46 (b4) se puede ver que el frente de mojado a los 8.8 s, en su ascenso por la superficie metálica de la probeta, se encuentra en la misma posición del termopar T/C 3 por lo cual la curva de rapidez de enfriamiento T/C 3 de la gráfica 4.46 (a) presenta un aumento en el valor absoluto de la rapidez de enfriamiento, es decir, la capa de vapor se desestabiliza y la ebullición nucleada inicia.

De la Figura 4.46 (a) se puede apreciar que, a los 9.9 s, la curva de rapidez de enfriamiento para T/C 3 presenta un máximo de $-215\text{ }^{\circ}\text{C/s}$. La Figura 4.46 (b5) muestra que, a los 9.9s y en la posición del termopar T/C 3, la superficie de la probeta cilíndrica con punta presenta nuevamente una transición entre dos zonas de ebullición nucleada: a) una donde las burbujas se observan de tamaño pequeño y con una frecuencia de nucleación alta y b) una segunda zona donde las burbujas son de tamaño grande y su frecuencia de nucleación es pequeña.

Es importante observar la diferencia de valores máximos alcanzado por las curvas de rapidez de enfriamiento de los termopares T/C 4 y T/C 3 de la Figura 4.46(a): -265°C/s y -215°C/s respectivamente.

En la Figura 4.47 se grafican los valores máximos de la curva de rapidez de enfriamiento junto con los valores de temperatura a los que ocurren, como función del tiempo para un experimento con una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 20°C y 0.20 m/s .

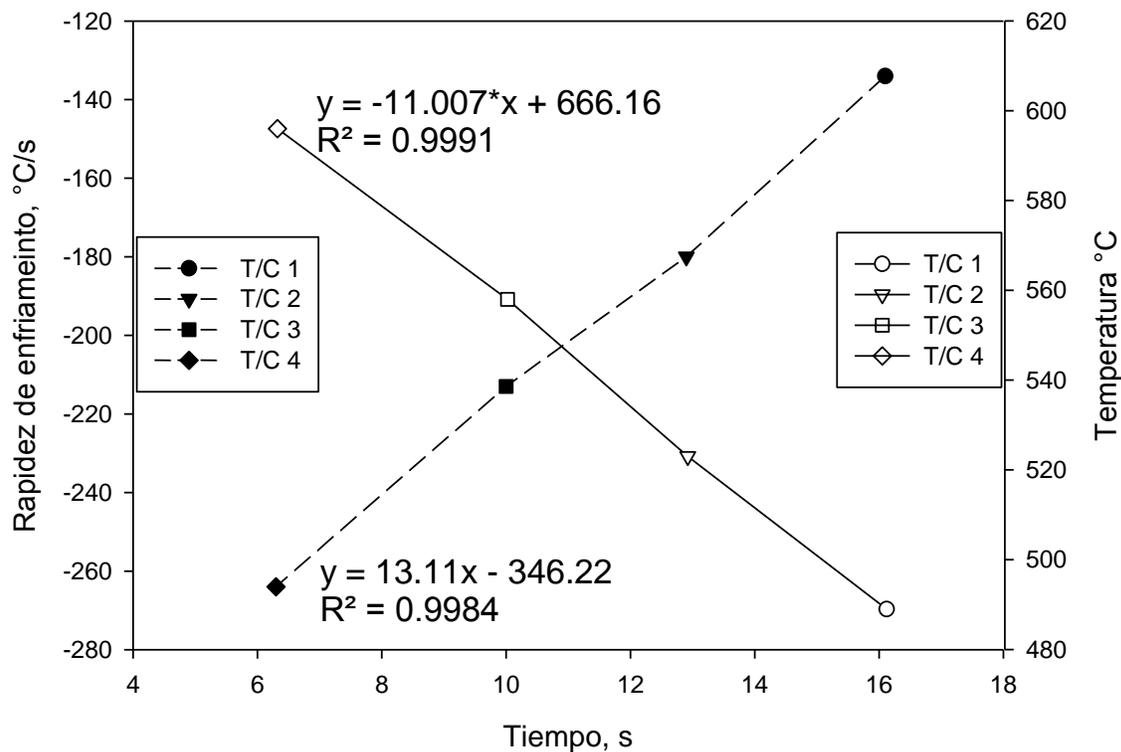


Figura 4.47. Valores máximos de la curva de rapidez de enfriamiento (símbolos de fondo negro), como función del tiempo, registrados por cuatro termopares localizados longitudinalmente en una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 20°C y 0.20 m/s; en la misma grafica se muestra los datos de temperatura que corresponden a los tiempos en que se obtienen los valores máximos de la curva de rapidez de enfriamiento (símbolos de fondo blanco).

De la Figura 4.47 se puede ver que a los 6.4 s el termopar T/C 4 marca un valor de temperatura de 596°C mientras que a los 9.9 s el termopar T/C 3 registra un valor de temperaturas de 558°C. El valor máximo de la curva de rapidez de enfriamiento para T/C 2 (-180°C/s) se alcanza a los 12.9s y el termopar registra un valor de 523°C y finalmente, a los 16.1s el termopar T/C 1 registra un valor de 489°C cuando la curva de rapidez de enfriamiento alcanza un valor de -134°C/s.

Los resultados anteriores permiten concluir al autor que el comportamiento del frente de mojado provoca que el valor máximo de la rapidez de enfriamiento disminuya a lo largo de la probeta y, al mismo tiempo, el valor de la temperatura a la cuál ocurre esta rapidez de enfriamiento máxima también disminuya.

Finalmente, la curva de rapidez de enfriamiento de una probeta cilíndrica de punta cónica se divide en siete etapas (ver Figura 4.48): I) formación de la capa de vapor, II) zona de capa de vapor estable, III) adelgazamiento de la capa de vapor-sin presencia de burbujas, IV) zona de ebullición nucleada-con burbujas de diámetro pequeño y alta frecuencia de nucleación, VI) zona de ebullición nucleada-con burbujas de diámetro grande y baja frecuencia de nucleación y VII) zona de convección forzada sin presencia de ebullición.

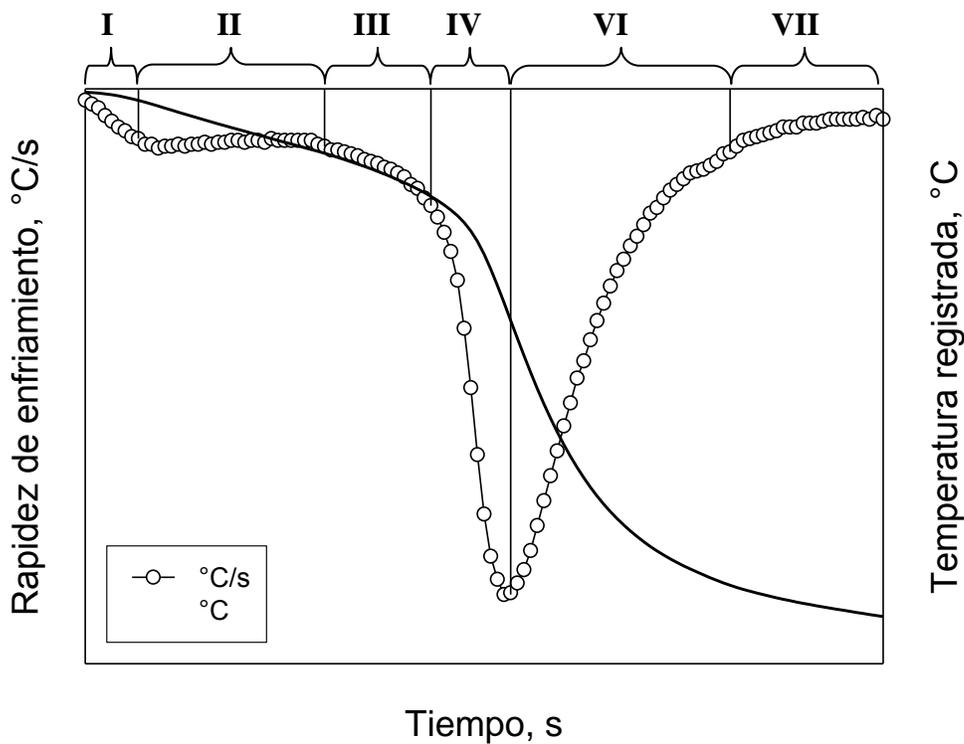


Figura 4.48. Siete etapas que describen a la curva de ebullición de una probeta cilíndrica de punta cónica, calentada a 915°C y enfriada en agua a 20°C y 0.20 m/s: curva de rapidez de enfriamiento (línea y símbolo); historia térmica registrada por un termopar (línea). La línea que separa las zonas III y IV define el inicio del frente de mojado.

5. Conclusiones

Del trabajo realizado se concluye que:

La geometría de la probeta tiene un papel significativo en el desarrollo de la hidrodinámica del medio de temple lo que afecta directamente a la estabilidad de la capa de vapor y la cinética del frente de mojado.

Aunque en el 2004 se autorizó la norma JIS K 2242, que utiliza probetas cilíndricas de base plana, el presente estudio revela que este tipo de probeta no debe utilizarse para caracterizar la cinemática del frente de mojado.

La probeta cilíndrica de punta semiesférica evita la distorsión de la capa de vapor que se observa cuando se utilizan probetas cilíndricas de base plana (sobre todo a altas velocidades del medio de temple) pero el rompimiento de la capa de vapor puede comenzar en cualquier lugar de la punta lo que origina falta de simetría del frente de mojado.

La probeta cilíndrica de punta cónica produce familias de curvas de rapidez de enfriamiento, inclusive para altas velocidades del medio de temple. Esto se debe a que la punta actúa como un concentrador de extracción de calor con lo cual se obtiene un frente de mojado totalmente simétrico.

La curva de historia de rapidez de enfriamiento para una probeta cilíndrica de punta cónica se divide en siete etapas: I) formación de la capa de vapor, II) zona de capa de vapor estable, III) adelgazamiento de la capa de vapor-sin presencia de burbujas, IV) zona de ebullición nucleada-con burbujas de diámetro pequeño y alta frecuencia de nucleación, VI) zona de ebullición nucleada-con burbujas de diámetro grande y baja frecuencia de nucleación y VII) zona de convección forzada sin presencia de ebullición.

Se propone la modificación de los estándares internacionales para la caracterización de la cinética de mojado siguiendo el diseño del equipo experimental y de la probeta cilíndrica de punta cónica utilizados en este trabajo.

6. Bibliografía

1. ASTM International, Standard Test Method for Determination of Cooling Characteristics of Quench Oils by Cooling Curve Analysis, D6200.
2. ASTM International, Standard Test Method for Quenching Time of Heat-Treating Fluids (Magnetic Quenchometer Method), D 3520 – 04.
3. ASTM International, Standard Test Methods for Determining Hardenability of Steel, A255-10.
4. Zeng, Guang-yi, “Cooling Characteristic Test of Quenching Media, Journal of ASTM International (JAI), Volume 5, Issue 8 (September 2008).
5. Quenching and Carburising: Proceedings of the Third International Seminar of the International Federation for Heat Treatment (Melbourne, 1991), The Institute of Materials 1993.
6. www.msnastran.com
7. www.simulia.com/products/abaqus_fea.html
8. www.deform.com
9. www.ansys.com/
10. Şimşir, Caner and Gür, C. Hakan, “A Review on Modeling and Simulation of Quenching”, Journal of ASTM International (JAI), Volume 6, Issue 2 (February 2009)
11. Kyozo Arimoto, Shigeru Yamanaka, Michiharu Narazaki y Kiyoshi Funatani, “Explanation of the origin of quench distortion and residual stress in specimens using computer simulation”, International Journal of Microstructure and Materials Properties, Volume 4, Number 2, 2009, pp. 168-186.
12. H. S. Hasan, M. J. Peet, J. M. Jalil y H. K. D. H. Bhadeshia, “Heat transfer coefficients during quenching of steels”, Heat and Mass Transfer, Vol. 47 (3) 2011, p.p. 315-321.
13. G.E. Totten, C.E. Bates and N.A. Clinton, Handbook of Quenchants and Quenching Technology, ASM International, 1993.

14. G. E Totten, D. S. Mackenzie, Handbook of Aluminum Volume 1, Physical Metallurgical Processes, CRC Press, 2003.
15. Steel Heat Treatment Handbook, Second Edition - 2 Volume Set Editor(s): George E . Totten, Portland State University, Oregon, USA, 2006.
16. N.I. Kobasko, Quenching Apparatus and Method For Hardening Steel Parts, USP 6,364,974, 2002.
17. S. Segerberg, Solving Industrial Heat Treatment Problems by Cooling Curve Analysis, in Conference Proceedings Heat Treating: Equipment and Processes; Schaumburg, Illinois; USA; 18-20 Apr. 1994. pp. 281-287.
18. Kern R. Distortion and Cracking. III. How to control cracking. Heat Treat. 1985, April; 27(4): p. 38-42.
19. Olivier J, Clement B, Debie JJ, Moreaux F. Stirring of quenchants fluids: design considerations and metallurgical consequences. Trait. Therm. 1986; (206): p. 29-42.
20. H.M. Tensi and A. Stich, "Possibilities and Limits to Predict the Quench Hardening of Steel", Proceedings of the First International Conference on Quenching & Control of Distortion, Chicago, Illinois, USA, 22-25 September, 1992, pp. 27-32.
21. Garwood DR, Lucas JD, Wallis RA, Ward J. Modeling of flow distribution in an oil quench tank. Journal Mat. Eng. And Perf. 1992; 1(6):781-786.
22. Totten GE, Bates CE, Clinton NA. Quenching system design. In: Handbook of Quenchants and Quenching Technology. Materials Park, OH: ASM International; 1993. p. 339-411
23. Totten GE, Bates CE, Clinton NA. Impeller Agitation. In: Totten GE, Bates CE, Clinton NA, editors. Handbook of Quenchants and Quenching Technology. Materials Park, OH: ASM International; 1993. p. 413-439.
24. Bogh N. Quench tank agitation design using flow modeling In: Totten GE, Wallis RA. Heat Treating: Equipment and Processes. 1994. Conference Proceedings. Materials Park, OH: ASM International; 1994. p. 51-54.
25. Tensi HM, Totten GE, Webster GM. Proposal to monitor agitation of production quench tanks. In: Milam D, Poteet D, Pfaffmann G, Albert W, Muhlbauer A, Rudnev, V. editors. Proceedings of 17th Heat Treating Society Conference

- Proceedings Including the 1st International Induction Heat Treating Symposium. Materials Park, OH: ASM International. 1997. p. 423-431.
26. Totten GE, Webster GM, Gopinath N. Quenching fundamentals: effect of agitation. *Adv. Mat.& Proc.* 1996; 149(2):73-76.
27. Scott MD, Totten GE, Gopinath N. CFD Modelling of Quench Tank Agitation. In: Bell T, Mittemeijer EJ editors. *Proceedings of the 10th Congress of the IFHT.* London: IOM Communications Ltd; 1999. p. 655-669.
28. Kernazhitskiy SL. Numerical modeling of a flow in a quench tank, M.S.Thesis, 2003, Portland State University, Portland, OR, USA; 2003.
29. Kobasko NI, Aronov MA, Canale LCF, Totten GE. Metallurgy of intensive quenching process and implications with respect to steel properties. proceedings of the 58th Congresso Anual da ABM; 2003 July 21-24; Rio de Janeiro, Brazil. São Paulo: ABM Brazil; 2003. p. 3362-3380.
30. J.B. Hernández-Morales, H.J. Vergara-Hernández, J.A. Barrera-Godínez, B. Beltrán-Fragoso and C. Álamo-Valdéz, "The Influence of Flowrate and Deflector Arrangement on Distortion in Agitated Quench Tanks", *Heat Treating: Proceedings of the 23rd Heat Treating Society Conference.* 2006: 314-319.
31. G. E. Totten, *Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel Chapter 4,* ASM International, 2002.
32. H.M. Tensi, G.E. Totten and T. Kunzel, "Physics and Technology of Quenching in Fluids. Part I: Physics of Quenching", 20th ASM Heat Treating Society Conference Proceedings, October 2000, St. Louis, MO, pp. 727-730.
33. H.M. Tensi, G.E. Totten and T. Kunzel, "Physics and Technology of Quenching in Fluids. Part II: Technology of Quenching", 20th ASM Heat Treating Society Conference Proceedings, October 2000, St. Louis, MO, pp. 731-736.
34. E.A. Bender y H.J. Gilliland, "New Way to Measure Quenching Speed", *Steel*, 1957, December 30, p. 56-59.
35. E.A. Bender y H.J. Gilliland, "Magnetic Test Accurately Compares Heat Extraction Properties of Quenching Media", *Tooling & Production*, 1958, September, p. 55-58.

36. H.J. Gilliland, "Measuring Quenching Rates with the Electronic Quenchometer", Metal Progress, 1960, October, p. 111-114.
37. T.W. Mohr, "A Better Way to Evaluate Quenchants", Metal Progress, 1974, May, p. 85-88.
38. S. Segerberg, J. Bodin y I. Felde, "A New, Advanced System for Safeguarding the Performance of the Quenching Process", Proceedings of the 22nd ASM Heat Treating Society Conference, 15-17 September 2003, Indianapolis, Indiana.
39. <http://extra.ivf.se/smartquench/>
40. Totten, G E., Webster, G M., Jarvis, L M, Cooling curve analysis, Advanced Materials & Processes, 2000, Vol. 157, Heat Treating Progress Suppl , pp. H44-H47.
41. G. E. Totten, M. E. Dakins y R. W. Heins, "Cooling curve analysis of synthetic quenchants- A historical perspective", Journal of Heat Treating, 1988, Vol. 6 (2), Pages 87-95.
42. Funatani K., Narazaki M. y Tanaka M, "Comparisons of probe design and cooling curve analysis methods", 19th ASM Heat Treating Society Conference and Exposition including Steel Heat Treating in the New Millennium: An International Symposium in Honor of Professor George Krauss; Cincinnati, OH; USA, 1-4 Nov. 1999. pp. 255-263.
43. M.A. Grossman, M. Asimow y S.F. Urban, "Hardenability, Its Relationship to Quenching and Some Qualitative Data", Hardenability of Steel, American Society for Metals, Metals Park, OH, 1939, p. 237-249.
44. J.L. Lamont, "How to Estimate Hardening Depth in Bars", Iron Age, 1943, October, p. 64-70.
45. B. Liscic y T. Filetin, Computer-aided evaluation of quenching intensity and prediction of hardness distribution, Journal of Heat Treating (1988), Vol. 5 (2), pp. 115-124.
46. Tagaya, M. and I. Tamura, J. Jpn. Inst. Met., 22, pp. 631 -636, 1958.
47. Japanese Industrial Standard. Heat Treating Oils, JIS K 2242-1997, Japanese Standards Association, Tokyo, Japan.

48. M. Narazaki, M. Tajima, S. Asada, K. Ichitani, H. Yokota, M. Tanaka and Y. Watanabe "Development of New Silver Probe for Cooling Power Test of Polymer Quenchants" Transactions of Materials and Heat Treatment, Vol. 25, No. 5, (2004-10).
49. F. Frerichs, Th. Lübben, F. Hoffmann and HW Zoch, "The Influence of Geometrical Conditions on Rewetting Behavior of Cylindrical Components", 15th International Metallurgy and Materials Congress (IMMC 2010), Istanbul, Turkey, 2010.
50. Peter Fernandes y K. Narayan Prabhu, Effect of section size and agitation on heat transfer during quenching of AISI 1040 steel, Journal of Materials Processing Technology, Vol. 183 (1), 2007, pp. 1-5
51. John H. Lienhard IV y John H. Lienhard V, A Heat Transfer Textbook, Tercera edición, Phlogiston Press 2003.
52. H.M Tensi., P. Stitzelberger-Jakob, "Influence of Wetting Cinematic on Quenching and Hardening in Water Based Polymers whit Forced Convection", Heat Treatment and Surface Engineering, 1988 Chicago- Illinois, pp.171-176.
53. A. Stich , H. M. Tensi, Heat Transfer and Temperature Distribution with wetting Process During Immersion Quenching, Harterei-Technische Mitteilungen 50 (1) (1995) 31-34.
54. H.M. Tensi, A. Stich, Influence of Wetting Kinematics on Temperature Distribution and Heat Flux, in: Proccedings of International Heat Treating Conference- Equipment and Processes, Schaumburg, Illinois, 18-20 April 1994, pp. 327-335.
55. T.H. Kunzel, H.M. Tensi y G. Welzel, "Rewetting rate-The Decisive Characteristic of a Quenchant", 5th International Congress on Heat Treatment of Materials, Vol. III; Budapest-Hungary; 1986, pp 1806-1813.
56. Kobasko NI, Aronov MA, Canale LCF, Totten GE. Metallurgy of intensive quenching process and implications with respect to steel properties. proceedings of the 58th Congresso Anual da ABM; 2003 July 21-24; Rio de Janeiro, Brazil. São Paulo: ABM Brazil; 2003. p. 3362-3380.

57. N. I. Kobasko, A. A. Moskalenko, G. E. Totten, G. M. Webster, Experimental determination of the first and second critical heat flux densities and quench process characterization, *J Mat. Eng. Perf.* 6 (1) (1997) 93–101.
58. S. Nukiyama, “Maximum and Minimum Values of Heat Transmitted from Metal to Boiling Water Under Atmospheric Pressure,” *Journal of the Japanese Society of Mechanical Engineers*, 37, pg 367 (1934).
59. H.M Tensi , A. Stich, Martens Hardening of Steel- Prediction of Temperature Distribution and Surface Hardness, *Materials Science Forum* 102-104 (1992) 741-754.
60. M. Narazaki, S. Fuchizawa and M. Usuba, “Effects of specimen geometry on characteristic temperature during quenching of heated metals in subcooled water”, *Tetsuto Hagane (Journal of the Iron Steel Institute Japan)*, 75, 1989, pp. 634–64.
61. M. Maniruzzaman and R.D. Sisson, Jr., "Bubble Dynamics in Quenching Heat Treatment Of Steel", *Proceedings of the 21st Heat Treating Society Conference*, Indianapolis, IN, 2001.
62. B. M. Patel and K. J. Bell, The Leidenfrost Phenomenon for Extended Liquid Masses, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, vol. 62, pp. 62–71, 1966.
63. K. J. Baumeister, F. F. Simon, and R. E. Henry, Role of the Surface in the Measurement of the Leidenfrost Temperature, *ASME Symp., Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer*, pp. 91–101, ASME Winter Annual Meeting, New York, 1970.
64. S. Nishio and M. Hirata, Direct Contact Phenomenon between a Liquid Droplet and High Temperature Solid Surface, *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, vol. 1, pp. 245–250, Toronto, Canada, 1978.
65. V. V. Klimenko and S. Y. Snytin, Film Boiling Crisis on a Submerged Heating Surface, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, vol. 3, pp. 467–479, 1990.
66. W. S. Bradfield, Liquid-Solid Contact in Stable Film Boiling, *I & EC Fund.*, vol. 5, no. 2, pp. 200–204, May 1966.
67. M. Cumo, G. E. Farello, and G. Ferrari, Notes on Droplet Heat Transfer, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, vol. 65, pp. 175–187, 1969.

68. K. J. Baumeister and F. F. Simon, Leidenfrost Temperature—Its Correlation for Liquid Metals, Cryogenics, Hydrocarbons and Water, *J. Heat Transfer, Trans. ASME*, vol. 95, no. 2, pp. 166–173, 1973.
69. J. J. Carbajo, A Study on the Rewetting Temperature, *Nuclear Eng. Design*, vol. 84, pp. 21–52, 1985.
70. J. Sinha, L. E. Hochreiter, and F.-B. Cheung, Effects of surface roughness, oxidation level, and liquid subcooling on the minimum film boiling temperature, *Experimental Heat Transfer*, 16:45–60, 2003.
71. C. E. Willert, M. Gharib, Digital particle image velocimetry, *Exp. Fluids* 10 (1991) 181-193.
72. Nauri S (2008), Implementation and development of advanced algorithms of LFC-PIV in Stereoscopic PIV systems and its application to flows of industrial interest, Departamento de Ingeniería Térmica y de Fluidos, Universidad Carlos III de Madrid.
73. Bearman, P.W. y Trueman D.M., An investigation of the flow around Rectangular Cylinders, *Aerodynamical Quarterly*: 23, 1-6 (1971).
74. Bosch, G y Rodi, W., Simulation of vortex shedding past a Square Cylinder near a wall, *Int. J. Heat and Fluid flow*, 17, 267(1996).
75. Okajima, A, Ueno, H y Sakai, A., Numerical Simulation of Laminar and Turbulent Flow Around a Rectangular Cylinder, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*:15, 994-1012(1992).
76. R. W. Fox y A. T. McDonald, “Introduction to Fluid Mechanics”, John Wiley & Sons, Inc. 1995.
77. F. Frerichs, Th. Lübben, F. Hoffmann and H.W. Zoch, “The Influence of Geometrical Conditions on Rewetting Behavior of Cylindrical Components”, 15th International Metallurgy and Materials Congress (IMMC 2010), Istanbul, Turkey, 2010.
78. H.J. Vergara-Hernández, B. Hernández-Morales, A novel probe design to study wetting front kinematics during forced convective quenching, *Experimental Thermal and Fluid Science* 33 (2009) 797–807.

79. N. Kobasko, Transient Nucleate Boiling as a Law of Nature and a Basis for Designing of IQ Technologies, Proceedings of the 7th IASME / WSEAS International Conference on Heat transfer, Thermal Engineering and Environment (HTE '09), WSEAS, 2009, pp. 67-75.
80. Fluid dynamics during forced convective quenching of flat-end cylindrical probes, H.J. Vergara-Hernández, B- Hernández-Morales and G. Solorio-Díaz, Proceedings of the 8th WSEAS International Conference on Heat and Mass Transfer (HMT 11), WSEAS, 2011, pp. 135-141.

Apéndice 1

El propósito de este apéndice es mostrar la Función Definida por el Usuario (UDF, por sus siglas en Inglés) que se utilizó dentro del software FLUENT, para simular el flujo de fluidos alrededor de una probeta metálica que se encuentra en un ducto de 45 mm de diámetro y por el cual fluye un líquido newtoniano, isotérmico, de densidad y viscosidad constantes.

Para definir el perfil de velocidades, obtenido experimentalmente y que garantiza una condición de flujo completamente desarrollado a la entrada del ducto, se utilizó una Función Definida por el Usuario (ver UDF en la Figura I.1). EL programa fue computado con el software FLUENT.

```
#include "udf.h"

DEFINE_PROFILE(inlet_velocity, thread, index)
{
    real x[ND_ND];
    real y;
    face_t f;
    begin_f_loop(f, thread)
    {
        F_CENTROID(x, f, thread);
        y=x[1];
        F_PROFILE(f, thread, index) = (((0.2389E-06+y)/(0.6791E-03+1.007*y))+7.131*y)* .2;
    }
    end_f_loop(f, thread)
}
```

Figura I.1. Función definida por el usuario computada para generar el perfil de velocidades a la entrada de un dominio 2D con flujo axi-simétrico.

En el programa FLUENT las componentes están definidas por números; la componente **x** se debe representar con un cero entre corchetes, **x[0]**; la componente **y** se debe representar con el número 1, **y[1]**; la componente **z** se debe representar con el número 2, **z[2]**.

En la Figura I.1 se puede ver una ecuación polinomial utilizada para definir el perfil de velocidades para la condición de 0.2 m/s, con un régimen de flujo completamente desarrollado. Una vez establecidas las condiciones de frontera (velocidad de entrada en el eje coordenado x), se debe copilar el programa (ver Figura I2).

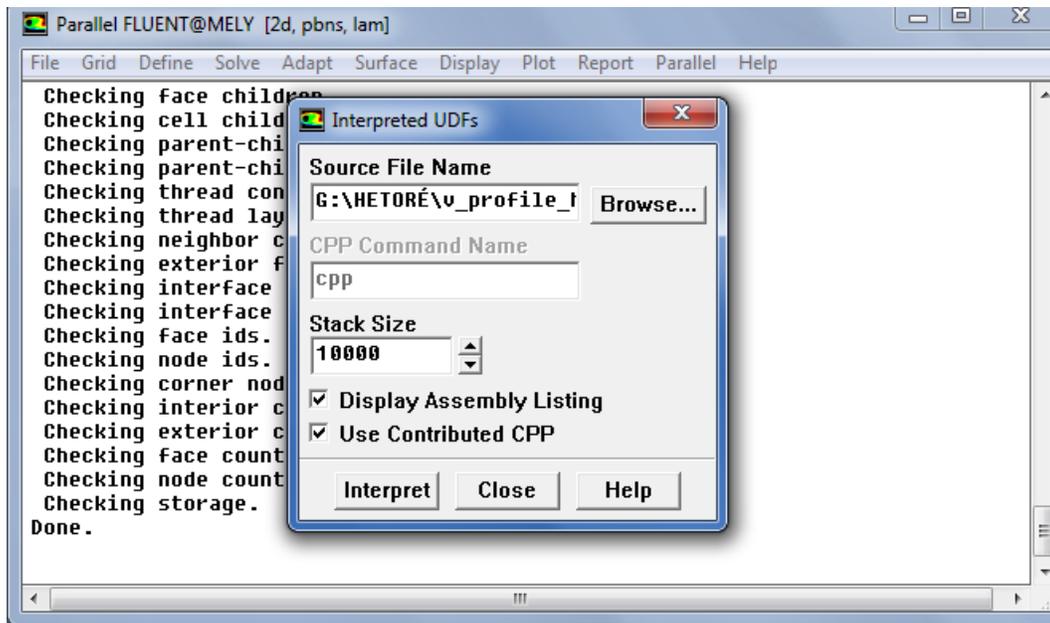


Figura I2. Lectura e interpretación de la UDF.

Para poder copilar la UDF en FLUENT, se debe buscar la pestaña **define**; seleccionar la opción **user define** y finalmente **interpreted**. Para definir la dirección del programa (UDF) en el disco duro de la computadora se utiliza la **browse**.

Una vez definida la UDF, se realiza la simulación y se examina el campo de velocidad (ver Figura I3)

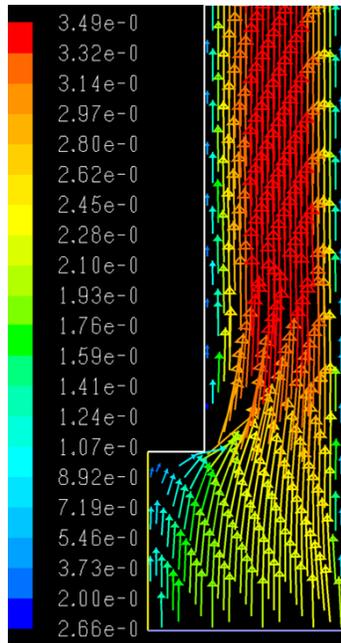


Figura I3. Campo de velocidad en un dominio 2D con flujo axi-simétrico.

El perfil de velocidades a la entrada del dominio 2D de la Figura I3, se muestra en la Figura I4.

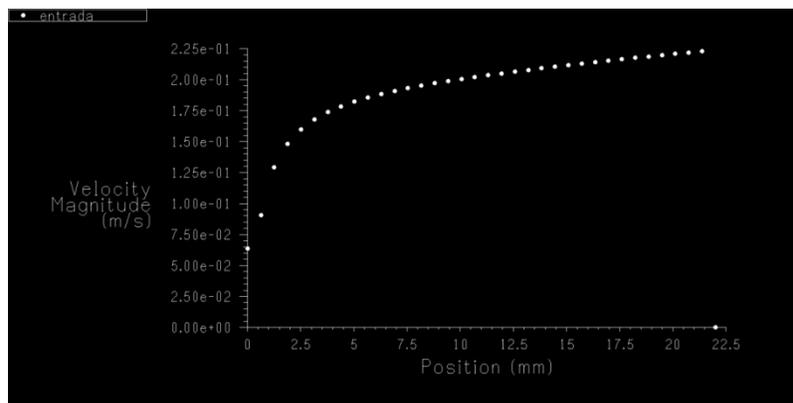


Figura 14. Perfil de velocidad a la entrada del dominio de la Figura I3.

La implementación de UDF en el software FLUENT nos asegura que las condiciones de frontera utilizadas para la simulación sean las condiciones más cercanas a las condiciones que se obtuvieron experimentalmente con base a la técnica de velocimetría por imágenes de partículas.

Apéndice 2

H.J. Vergara-Hernández, B. Hernández-Morales (2009). “A novel probe design to study wetting front kinematics during forced convective quenching”. *Exp. Therm. Fluid. Sci.* (33) 797-807.



Contents lists available at ScienceDirect

Experimental Thermal and Fluid Science

journal homepage: www.elsevier.com/locate/etfs

A novel probe design to study wetting front kinematics during forced convective quenching

H.J. Vergara-Hernández*, B. Hernández-Morales

Facultad de Química, Departamento de Ingeniería Metalúrgica, Universidad Nacional Autónoma de México, Circuito Interior s/n, Mexico, DF 04510, Mexico

ARTICLE INFO

Article history:

Received 16 October 2008

Received in revised form 19 February 2009

Accepted 19 February 2009

Keywords:

Quenching

Forced convective

Wetting front

Boiling

Steel

Nucleate boiling

ABSTRACT

The kinematics of the wetting front, *i.e.*, the loci of the boundary between stable vapor film and the presence of bubbles, during quenching operations largely determines the evolution of the microstructural and displacement fields which, in turn, control the properties of the quenched product. Thus, it is important to develop techniques that allow its precise characterization. To this end, a novel probe design (conical-end cylinder) was coupled with an experimental set-up that guarantees fully developed flow to study wetting front kinematics during forced convective quenching of AISI 304 stainless steel probes in water at 60 °C, flowing at 0.20 and 0.60 m/s. Conventional probes (flat-end cylinder) were also quenched for comparison.

The wetting front was not symmetric when flat-end cylindrical probes were quenched, even for fully developed flow and relatively low values of quenchant velocity. Computer simulation of the vorticity field near the probe base (considering an isothermal system at ambient temperature) showed that there is a significant vorticity gradient in that region which may favour the chaotic collapse of the vapor film. In contrast, a similar calculation did not show any noticeable vorticity gradient for the conical-end cylindrical probe even at high quenchant velocities. The conical-end cylindrical probe and a fully developed flow ensured that the vapor film collapsed uniformly around the probe due to the fact that the formation of the wetting front was concentrated, initially, at the probe tip. This condition permits a constant advance of the wetting front and a stable transition between boiling regimes, facilitating the study of the kinematics of the wetting front.

For the experimental conditions studied the following parameters were derived: (1) wetting front velocity, (2) nucleate boiling length, (3) duration of the nucleate boiling stage and (4) width of the vapor film. The duration of the nucleate boiling stage could be estimated using existing equations, obtaining results that are comparable to the experimentally determined values.

For the experimental conditions studied the different boiling regimes and its transitions could be precisely defined along the surface heat flux history curve during quenching, resulting in six different zones.

© 2009 Elsevier Inc. All rights reserved.

1. Introduction

Quenching is a manufacturing process that determines the quality of a metallic product (steels as well as non-ferrous alloys) [1,2]. This heat treating process usually requires heating the part to a high temperature, holding it at that temperature for a given time (an operation known as austenization or solubilization, for steels and aluminum alloys, respectively), and rapidly cooling the part to produce a particular microstructure thus obtaining the desired mechanical properties. Because the required values of mechanical properties such as hardness may only be achieved through quenching, it becomes a critical step in the manufacturing line. Also, given that it is applied to engineered components that

have already gone through a number of previous processes, every rejected part represents a significant monetary loss.

To achieve the high cooling rates required during the process, the parts are usually quenched in agitated liquid quenchants such as water, quenching oil or polymeric aqueous solutions, all of them at temperatures below their saturation temperature. As a consequence of this operating condition, heat transfer occurs (at least at the initial stages of a quench) in the presence of boiling. Furthermore, the heat extraction at the part surface is non-uniform due to the coexistence of several heat transfer mechanisms [1,3]. Recently, a new operating paradigm has been proposed and implemented [4,5] but the majority of the industrial operations are still carried out under operational conditions that favor non-uniform heat extraction, which is undesirable.

Heat extraction during quenching has been studied by placing thermocouples within solid probes. The quenching power of several media has been studied using idealized geometries (cylinders

* Corresponding author. Tel.: +52 55 5622 5246.

E-mail addresses: hvergarah@yahoo.com (H.J. Vergara-Hernández), bernie@servidor.unam.mx (B. Hernández-Morales).

Nomenclature*Latin symbols*

a	thermal diffusivity, $\frac{m^2}{s}$
f	constant in Eq. (9), dimensionless
g	acceleration due to the gravitational force, $\frac{m}{s^2}$
I	turbulent intensity, dimensionless
K	Kondratjev form factor, m^2
k	turbulent kinetic energy, $\frac{m^2}{s^2}$
k	thermal conductivity, $\frac{W}{mK}$
L	duct diameter, m
l	turbulent scale length, m
P	pressure, Pa
\dot{q}	heat flux, $\frac{W}{m^2}$
R	probe radius, m
Re	Reynolds number, dimensionless
t	time, s
T_0	surface temperature at the onset of the nucleate boiling regime, K
T_m	quench bath temperature, K
T_s	saturation temperature, K
u	fluid velocity, $\frac{m}{s}$
\mathbf{U}	velocity vector, $\frac{m}{s}$
Z_{wf}	location of the wetting front, mm
Z	distance from the base of the conical-end to any thermocouple location, m

Greek symbols

α	heat transfer coefficient, $\frac{W}{m^2K}$
β	constant in Eqs. (10) and (11), $K \cdot \left[\frac{1}{m^2}\right]^{0.5} \cdot \left[\frac{Kg}{s^3}\right]^{0.3}$
δ	Kroencker's delta, dimensionless
ε	turbulent dissipation rate, $\frac{m^2}{s^3}$
μ	dynamic viscosity, $\frac{kg}{m \cdot s}$
Ω	constant in Eq. (9), dimensionless
ρ	density, $\frac{kg}{m^3}$
τ	duration of the nucleate boiling stage, s
ϑ_l	defined in Eq. (10), $\frac{1}{K} \cdot \left[\frac{1}{m^2}\right]^{0.5}$
ϑ_H	defined in Eq. (11), $\frac{1}{K} \cdot \left[\frac{1}{m^2}\right]^{0.5}$
ϑ_{th}	temperature difference as defined by Eq. (12), K
ϑ_0	temperature difference as defined by Eq. (13), K

Subscripts

avg	average
DH	hydraulic diameter
wf	wetting front

and spheres) [6,7]. For example, in China and Japan the standard probe is a 10 mm-dia., 30 mm-long, silver cylinder while in the US 12.5 mm-dia., 60 mm-long Inconel cylinders are commonly used. Both, photographic recording of the events at the probe surface as well as thermal response measurements using thermocouples (usually at the geometric centre of the probe) have been used. Flat-end cylindrical probes have been widely used to characterize the quenching power of quenchants; on the other hand, probes with a non flat-end have been used for cooling curve analysis [8] and to characterize hardening power [6]. Narazaki et al. [9] studied the effect of the probe geometry on cooling curve responses obtained with silver probes; they reported differences in the cooling curves for still water and polymer quenching depending on the shape of the ends of cylindrical specimens.

Considering the heat transfer modes, three sequential stages have been identified when a hot part is quenched in a subcooled liquid [10,11]: (a) film boiling, that occurs at high surface temperature values and is characterized by a stable vapor film around the probe that prevents the liquid from contacting the hot surface, leading to low heat extraction rates; (b) nucleate boiling, associated with high heating rates due to the formation of bubbles that remove large amounts of heat; and (c) pure convection (either natural or forced), i.e. without boiling, during which the heat extraction diminishes towards zero. Additionally, in the quenching literature the occurrence of a so-called shock-boiling regime just before a stable vapor film forms has been reported [12]; it usually occurs during the first 0.1 s after the heated probe is submerged in the quenching medium. On the other hand, through experiments involving heating of metallic parts in a subcooled liquid, a transition zone, characterized by the coexistence of film boiling and nucleate boiling, has been identified [13]. The onset of this regime is known as the Leidenfrost point. Leidenfrost described the term wetting in the 1950's and associated it with a single value of the temperature at the surface of the component where the vapor film is completely stable [14]. From the viewpoint of industrial quenching operations, the occurrence of the film boiling stage delays the cooling process which is undesirable and has led to the implemen-

tation of agitation of the quenchant to promote the collapse of the vapor film; therefore, the heat transfer process, as applied in industry, may be described as forced convective quenching.

In non-stationary processes such as quenching, local boiling phenomena are function of time and position along the probe [15]. This behavior leads to the occurrence of a wetting front, which is the loci of the boundary between the vapor film and the occurrence of bubbles. The evolution of the wetting front, i.e., the wetting front kinematics largely determines the thermal field evolution during quenching and, therefore, must be carefully characterized. Several quenching media are commonly used in industry, which results in two distinct cases: (1) a slow ascending wetting front (typical of quenching in water) and (2) a very fast ascending wetting front (that occurs when a polymeric solution is used as quenching medium) [16]. Künzel et al. [15,17] studied wetting kinematics in cylindrical probes, made of a Cr–Ni alloy, quenched in water. The experimental technique was based on the measurement of the electrical conductance through a circuit that connects the probe and a counter electrode: when the probe is surrounded by a vapor film the conductance is low while it increases when the probe is wetted by the quenching medium. At the same time, a thermocouple located at the center of the probe measured the thermal response. Using this experimental technique, values of electrical conductance (which is proportional to the wetted area), temperature and time, can be obtained thus providing a means of estimating the values for temperature and time associated with the start and finish of wetting. An alternative method to characterize wetting kinematics is based on capturing the thermal response at several locations along a cylindrical probe near the surface [18]. This information can be used to deduce local transitions from "slow" to "fast" cooling, which can then be used to estimate the velocity of the wetting front. Based on temperature vs. time curves measured near the surface of the quenched part it has been shown that the moving boundary generates thermal gradients in metallic parts during quenching [19] which in turn impacts the microstructural evolution [15] and the magnitude of the residual stresses [20], increasing the probability of distortion and even fracture.

Regarding probe material, Kobasko and Timchenko [21] have shown that the thermophysical properties of the probe material have an impact on the wetting front velocity.

Recently developed quenching processes [4] have prompted the development of experimental techniques to quantify the wetting front kinematics during forced convective quenching to provide the parameters needed to implement such processes in an industrial environment. For example, Kobasko *et al.* [12] used a silver sphere to measure the so-called first and second critical heat flux densities. The first critical heat flux density (q_{c1}) is the maximum heat flux, which typically occurs within approximately 0.1 s after initial immersion of the hot metal (during the shock-film boiling stage), before full-film boiling is established. The second critical heat flux density (q_{c2}) is the minimum heat flux at which the transition from full-film boiling to nucleate boiling occurs. In the experiments, the thermal response at the geometrical center of the probe was registered using a thermocouple and the noise level evolution was recorded using microphones placed near the sphere. Unfortunately, this technique does not allow the determination of the velocity of the wetting front nor the temperatures that delimit the nucleate boiling stage precisely.

In all the previous works related to forced convective quenching, the reported wetting front, even for the “slow” cooling condition is not stable, nor symmetric around the probe. Thus, the objective of this work was to develop a novel probe design that favors a stable, symmetric wetting front, advancing at a constant velocity, even for high quenchant velocities. Additionally, the experimental set-up was designed to ensure a fully developed flow at the position where the probe is immersed in the quenchant. A stable wetting front would allow, based on the analysis of the measured thermal responses as well as image analysis, to determine the duration of the nucleate boiling stage, the velocity of the wetting front, the details of the transitions between the different heat transfer regimes and the width of the vapor film.

2. Experimental work

A quantitative characterization of the wetting front kinematics during quenching requires a stable and symmetric wetting front, which has not been present in previous investigations. In this work, experiments were carried out with a novel probe as well as with a traditional one to compare their performance regarding the evolution of the wetting front along the probe length. As mentioned before, the latter has been widely used to characterize the quenching power of different quenchants. However, no reports

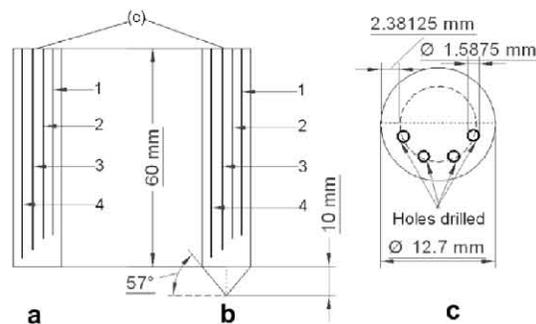


Fig. 1. Test probes: (a) flat-end cylindrical probe (lateral view); (b) conical-end cylindrical probe (lateral view); (c) top view of both test probes. Axial position of the thermocouples: T/C 1 = 47 mm; T/C 2 = 49 mm; T/C 3 = 52 mm; T/C 4 = 57 mm; all measured from the top of the probe.

on the use of conical-end cylindrical probes for studying wetting front kinematics have been found. The experimental technique is based on recording the thermocouple response within the probe near the probe surface and at the same time video recording events occurring at the probe surface. Fig. 1 shows the two probe types used in the experiments: (1) flat-end cylindrical probe (traditional design) and (2) conical-end cylindrical probe (new design). The probes were machined from AISI 304 stainless steel stock bar; since this is an austenitic stainless steel, no phase transformation will occur during quenching. Both probe types were instrumented with four 1.58 mm-dia., inconel sheathed, type-K thermocouples located 2.38 mm from the probe surface; the thermocouples were press-fitted to attach them to the probe. The thermocouple placement was designed to achieve two objectives: (1) to facilitate the comparison between the thermocouple response and the video recording (which explains the angular distribution of the thermocouples) and (2) to allow the characterization of the evolution of the wetting front along the probe length. From preliminary experiments it was determined that the thermocouples must be placed as far as possible from the couple that connects the probe to a lance that holds the probe.

The experimental set-up (Fig. 2) consists of a 44 mm internal dia., 1.85 m-long, plexiglass tube. A 1/4 HP pump draws water from a primary container and pumps it through the plexiglass tube. A rotameter sets the water flow rate to produce water velocities of up to 0.7 m/s, which are typical of industrial quenching tanks. Electrical resistance heaters are placed within the primary container to heat the water to the desired experimental temperature. The probe was heated to approximately 15 °C above the initial test temperature in an electrical resistance furnace to ensure that a recorded probe temperature of 900 °C at the time of immersion in the flowing water could be achieved. The probe was attached to a steel lance which in turns was fitted to a moving spreader; this system allows the transfer of the probe from the heating position to a location 15 cm below the tube outlet (or 1.7 m above the elbow) quickly. The water overflow was captured by a secondary container and sent back to the primary container. A commercial video-cam-

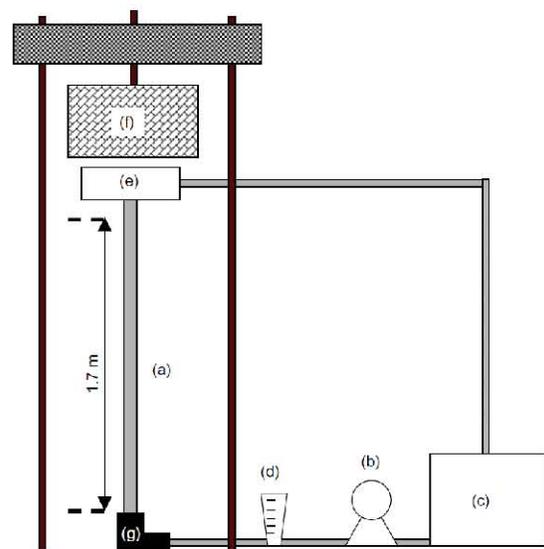


Fig. 2. Schematic representation of the experimental set-up: (a) plexiglass tube, (b) water pump, (c) primary container, (d) rotameter, (e) secondary water container, (f) electrical resistance furnace, (g) elbow.

era (30 fps) was used to record the events at the probe surface during the quench. The camera was placed in front of the tube at the probe quenching position, approximately 50 cm from the tube external wall. To record the thermal response, the four thermocouples were connected to a computer-controlled data acquisition system (IOTECH, model TempScan1000); the software package ChartView 1.02 was used to control the data acquisition operation. A data acquisition frequency of 10 Hz was used for all experiments. Once the probe reached the required temperature in the furnace, the latter was removed and the probe quickly immersed in flowing water at 60 °C; the water flow-rate and temperature had been previously stabilized.

A prominent feature of the experimental apparatus is that the water flows, at the position along the tube where the probe is immersed, under conditions of fully developed flow which is thought to be a necessary condition to study wetting front kinematics. To verify this condition a set of PIV measurements were conducted using a CCD camera, a laser source and an image control, acquisition and processing Dantec Dynamics's FlowMap PIV system. To avoid image distortion, the plexiglass tube (see Fig. 2) was introduced in a hollow rectangular prism case fabricated with plexiglass. The CCD camera was carefully positioned at 90° with respect to the laser sheet. The tracer was 20 µm -dia. polyamide particles. The velocity profile at various distances from the elbow shown in the experimental set-up was determined for water at ambient temperature, flowing at 0.7 m/s. The results are plotted in Fig. 3: at 0.30 m from the elbow, the velocity profile is markedly asymmetric; it is not until a distance of 1.20 m that the velocity profile becomes somewhat symmetric. Finally, at 1.50 m there is evidence that the flow is fully developed. Thus, it was determined that a total tube length of 1.70 m was required for the quenching experiments. It should be pointed out that the condition of fully developed flow has received little attention in the forced convective quenching literature.

The quenchant velocity in industrial-scale quenching operations is in the range of 0.2–0.6 m/s [22]. Thus, two water velocities were used in the experiments: 0.2 and 0.6 m/s; they were calculated from the measured water flow rate and correspond to free-stream values, i.e., before the flowing water meets the leading edge of the probe. Other experimental parameters are given in Table 1. Most steels are austenitized at 800–950 °C before quenching; therefore, a final heating temperature of 915 °C was used, which guaranteed an initial quench temperature of 900 °C.

As mentioned above, video recordings were taken at 30 frames/second during all the experiments. Single images were extracted from the videos using Windows Movie Maker and the

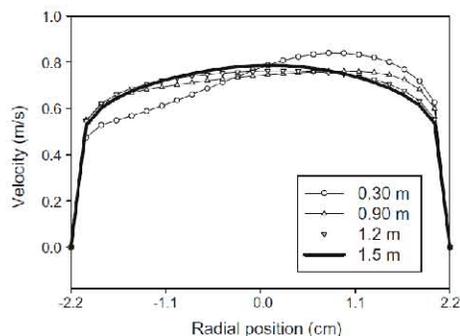


Fig. 3. Measured (PIV) velocity profile (radial direction) for various distances from the 90° elbow (see Fig. 2), for water at 25 °C, flowing at 0.70 m/s through a 44 mm dia. circular duct.

Table 1
Experimental conditions.

Probe geometry	Flat-end cylindrical probe	Conical-end cylindrical probe
Probe material	AISI 304 stainless steel	
Final heating temperature	915 °C	
Initial quench temperature	900 °C	
Quenchant	Water	
Quenchant temperature	60 °C	
Quenchant velocity	0.20 and 0.60 m/s	

images were further converted and analyzed with IMAQ[®] vision Builder 5 (National Instruments).

Additionally, computational work was conducted to calculate the velocity and vorticity fields within the tube and to estimate the surface heat flux as a function of time and surface temperature. With this purpose, computer codes of computational fluid dynamics (CFD) and for the solution of the inverse heat conduction problem (IHCP) were respectively used.

3. Results

Fig. 4 shows four images, taken during the quench of the flat-end cylindrical probe, heated at 915 °C and subsequently cooled with water at 60 °C flowing at 0.20 m/s. The images correspond to 0.2 s, 7.5 s, 9.2 s, and 15 s after the start of the quench. The position of the wetting front is indicated with the arrows and is defined by a discontinuity which indicates the collapse of the vapor film.

In Fig. 4a it can be seen that the metallic specimen enters the flowing water with a uniform color, which indicates that no oxide patches were formed on the surface of the cylinder during the heating and transfer operations but rather a uniform oxide film was formed. Additionally, an implosion of the vapor film surrounding the metallic surface can be observed in the first image. This behavior is similar to the shock-film boiling phenomenon, described by Kobasko et al. [12] as the point where vapor bubbles first detach from the hot metal surface, before the vapor film is formed.

Fig. 4b–d shows that the stable vapor film starts collapsing from the base of the cylinder and forms a boundary which moves upwards with no angular symmetry. This behavior of the wetting front for flat-end specimens is in agreement with the results obtained by Strich et al. [23].

In Fig. 5, the thermal history of the flat-end cylindrical probe heated at 915 °C and cooled with water at 60 °C and flowing at 0.2 m/s, as well as the cooling rate curves calculated from the thermal histories are plotted. The thermal histories were measured with the thermocouples placed as shown in Fig. 2a. The thermal histories plotted in Fig. 5a are shown from a time when the specimen was still inside the furnace. After 3.3 s (point 1 of the graph) the furnace was opened and the probe was transferred to the testing position inside the tube containing flowing water. After 5.9s (point 2 of the graph) the probe was completely immersed into the flowing water. At this point the thermocouples indicated 900 °C, which was taken as the initial temperature for the rest of graphs in the paper. It can also be observed in that figure that the position corresponding to the thermocouple closer to the base of the cylinder (T/C 4) started to cool first. On the other hand, the thermocouple which was further away from the base (T/C 1) was surrounded by a vapor film for a longer time and was therefore the last one presenting an inflexion in the thermal response curve (at approximately 16.3 s). It must be noted that the thermal response within the probe is delayed with respect to that at the surface. This delay was estimated to be approximately 0.4 s.

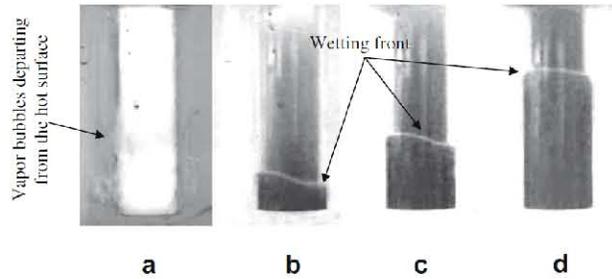


Fig. 4. Photographs taken at: (a) 0.2 s, (b) 7.5 s, (c) 9.2 s and d) 15 s, after immersing a flat-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s.

Regarding the cooling rate histories (Fig. 5b) it can be appreciated that shortly after the metallic specimen was immersed in the flowing fluid, the curves corresponding to the thermocouples T/C 1, T/C 2 and T/C 3 reached a value of $-23\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ and then remained constant, indicating the stabilization of the vapor film. The onset of this stabilization corresponds to 1.2 s after immersion. On the other hand, the cooling rate at the thermocouple T/C 4, which was the closest to the base of the specimen, kept increasing until it reaches a value close to $-35\text{ }^{\circ}\text{C/s}$. Therefore, it can be established that the vapor film near the base of the specimen does not become stable as quickly as at other positions along the probe surface. To explain this behavior, the video recordings were analyzed in detail. Fig. 6 shows three images of the neighborhood of the base of the probe taken at 1.7, 1.8 and 1.9 s after immersion in the flowing fluid. As can be seen in the images, the geometry of the vapor film at the base of the specimen varies during the first 2 s of the

process (in particular, its shape near the right corner changes), despite the fact that the vapor film is stable over the rest of the probe. This behavior leads to a non-symmetric collapse of the vapor film right from the base of the probe and, therefore, a non-symmetric wetting front as shown in Fig. 4b–d. As a consequence, the cooling curves plotted in Fig. 5b do not show a descending order, which might have been expected considering the location of the thermocouples as a function of the position along the longitudinal axis of the probe.

The behavior described above is accentuated for a higher quenchant velocity. Fig. 7 shows a series of three images taken at 0.46, 3.0 s and 7.4 s after immersion in water at 60 °C, flowing at 0.60 m/s. In the first two images a wake is clearly seen. This wake is 18 mm-long and occurs during at least the first 3 s after immersion. In the last photograph (Fig. 7c) it can be seen that the wetting front geometry showed more variations, i.e., it is less symmetric and changes chaotically, than in the lower velocity case (see Fig. 4b).

From these findings it is clear that the use of flat-end cylindrical probes is not recommended for the detailed study of the wetting front kinematics, especially at high quenchant velocities.

Fig. 8 shows three photographs taken at 0.2, 4.5, and 5.2 s after immersing a conical-end cylindrical probe into water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s. From Fig. 8a it is clear that the cooling starts at the probe tip and the wetting front reaches the base of the cone (Fig. 8b) with a symmetric geometry that is conserved along the probe surface as quenching progresses (Fig. 8c). The latter image contrasts significantly with Fig. 4b–d.

To compare the video recordings with the temperature response, the latter needs to be known at the probe surface. The measured thermal histories at the thermocouple positions were used to estimate the thermal response at the surface by solving the inverse heat conduction problem (IHCP) [24]. In particular, the sequential function specification technique developed by Beck et al. [25] and implemented in the software WinProbe [26] was applied. The algorithm is based on minimizing the difference between measured and computed thermal responses with respect to the estimated surface heat flux and incorporates a number of future values of the measured thermal response (known as number of

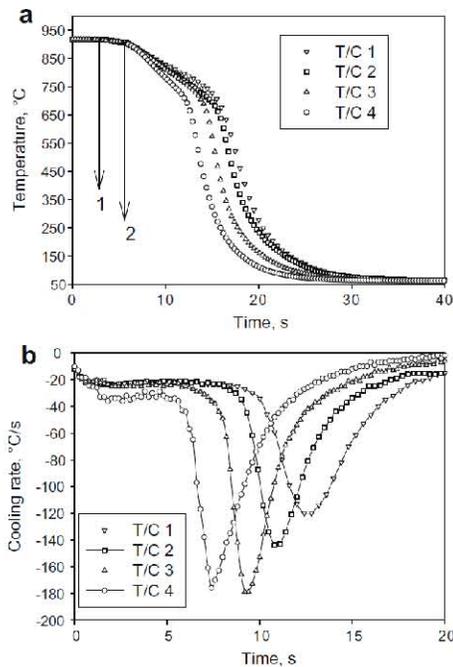


Fig. 5. Flat-end cylindrical probe cooled with water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s: (a) thermal history, (b) cooling rate history. The thermocouple positions are shown in Fig. 2.

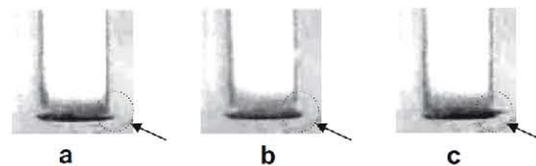


Fig. 6. Sequence of photographs for an area near the base of a flat-end cylindrical probe cooled with water at 60 °C flowing at 0.20 m/s: (a) 1.7 s; (b) 1.8 s; (c) 1.9 s.

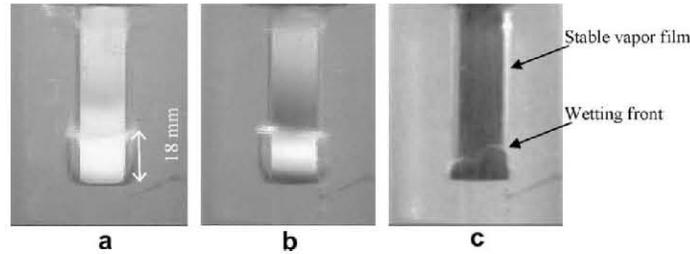


Fig. 7. Photographs taken at: (a) 0.46 s, (b) 3.0 s, and (c) 7.4 s, after immersing a flat-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.60 m/s.

future time steps, dimensionless) to reduce oscillations commonly associated with the numerical solution of the IHCP in quenching experiments. By assuming that the thermophysical properties are approximately constant at a given position from one computational step to the next, a linear algorithm results, therefore, eliminating the need to iterate at each computational step. For further details see [25]. In this work, a value of 6 was adopted for the number of future time steps. The thermophysical properties for the AISI 304 stainless steel were taken from the literature [27].

The estimated thermal histories at the probe surface and the corresponding calculated cooling rates are plotted in Fig. 9a and b for the longitudinal positions of the four thermocouples during quenching of the conical-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s. In the same figure, a photograph taken from the video recordings, corresponding to 5.2 s after immersion, is also shown. The arrows in Fig. 9a indicate the time, measured from the video recordings, at which the wetting front reaches each one of the thermocouple axial positions. The thermal histories are plotted for the quenching stage only and start at approximately 900 °C. The closest thermocouple to the base of the cone cooled first and it was followed, in order, by the other thermocouples. As shown in Fig. 9c, the wetting front reached the position of T/C 4 at 5.2 s after immersion while the rest of the thermocouple positions were within the stable film boiling zone. The thermocouple at T/C 1 registered a stable vapor film during the first 7.5 s. In contrast to the behavior observed with the flat-end cylindrical probes (see Fig. 5b), the cooling rate curves shown in Fig. 9c are ordered along the probe length, i.e. the start of the different boiling regimes, after film boiling, occurs first at the lower position and their maxima decrease in the same order. Also, the cooling rate during the film boiling stage is now approximately the same for all thermocouple positions.

Regarding Fig. 9b it is important to note that, for example for the position T/C 4, the time at which the wetting front passes through that point (labeled as “2” in the figure) does not coincide with the time at which the cooling rate curve deviates from the horizontal line characteristic of the film boiling stage (labeled as “1” in the figure). Referring to Fig. 9c, it can be observed that above the wetting front there is a cool area, without bubbles, that sug-

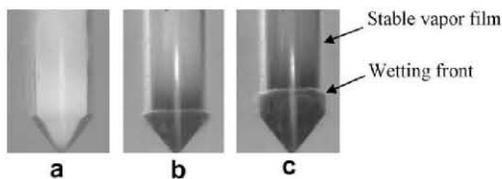


Fig. 8. Photographs taken at: (a) 0.3 s, (b) 4.5 s, and (c) 5.2 s, after immersing a conical-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s.

gests thinning of the vapor film and/or the occurrence of axial heat flow which results in a slightly higher cooling rate. It should be

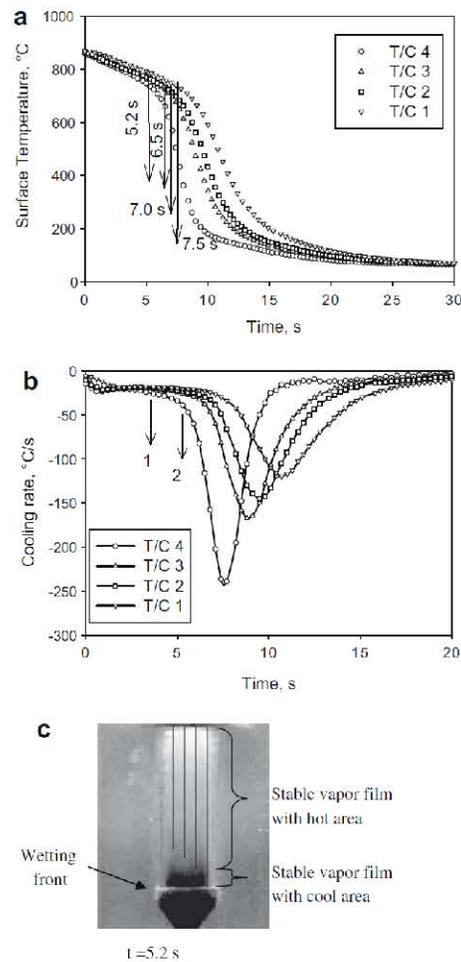


Fig. 9. Conical-end cylindrical probe cooled with water at 60 °C flowing at 0.20 m/s: (a) estimated thermal histories at the probe surface; (b) cooling rate histories at the probe surface; and (c) photograph at 5.2 s after immersion in the quenchant. (1) First slope change after stable film boiling (T/C 4) and (2) onset of the nucleate boiling stage (T/C 4).

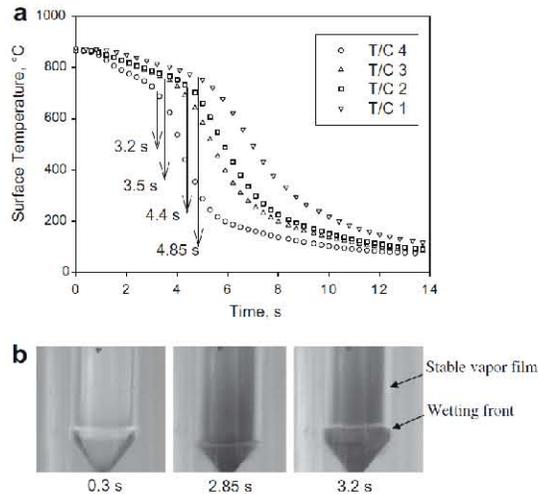


Fig. 10. Conical-end cylindrical probe cooled with water at 60 °C flowing at 0.60 m/s: (a) estimated thermal histories at the probe surface and (b) photograms taken at 0.3, 2.85 and 3.2 s after immersion in the quenchant.

mentioned that this cool area is always present but it is readily visible only when the probe is very hot, due to the marked contrast that occurs under that condition.

Fig. 10 shows the estimated thermal histories at the probe surface for the longitudinal positions of the four thermocouples during quenching of the conical-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.60 m/s and three photograms taken at 0.3, 2.85, and 3.2 s after immersion. The time at which the wetting front reaches the thermocouple axial positions are indicated by arrows in Fig. 10a. From the photograms it is evident that, even for this high quenchant velocity, the wetting front geometry is symmetric and stable. Comparing Fig. 10a with Fig. 9a it can be observed that the higher quenchant velocity resulted in shorter times for the wetting front to reach the longitudinal positions where the thermocouples are located. For example the times for the wetting front to reach the position corresponding to T/C4 are 5.2 and 3.2 s for quenchant velocities of 0.2 and 0.6 m/s, respectively.

4. Discussion

As can be seen in Fig. 5, the characterization of wetting front kinematics during forced convective quenching experiments using a flat-end cylindrical probe is complicated, even for low quenchant velocities, due to the fact that the geometry of the vapor film at the base of the probe shows rapid fluctuations. With a quenchant velocity of 0.60 m/s a wake at the probe base could be clearly distinguished (Fig. 7a and b). This experimental evidence was used in conjunction with CFD calculations to characterize the fluid flow near the base of this type of probes.

The vorticity field was computed from the velocity field in the fluid in contact with the probe. As a first approximation, the calculations were made for an isothermal, steady-state flow with the whole system at ambient temperature. Even though these assumption does not allow to estimate the influence of the buoyancy-driven forces or of the temperature-dependent fluid properties on the calculation of vorticity generation and distribution, it does give an indication of the effect of the probe geometry alone on the vorticity

field. In addition, the fluid was assumed to be incompressible, Newtonian and of constant viscosity and density, flowing under turbulent conditions. Thus, the governing equations are the continuity and Navier–Stokes equations:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot (\rho \mu \otimes \mathbf{U}) = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot (-P\delta + \mu \nabla \mathbf{U}) \quad (2)$$

where \mathbf{U} is the velocity vector, ρ is the density, t is the time, \mathbf{g} is the acceleration vector due to the gravitational force, δ is Kronecker's delta, μ is the dynamic viscosity and P is the pressure.

The $k-\varepsilon$ model was applied to provide the closure of the mathematical problem. To this end, the following quantities were calculated for the tube entrance:

$$k = \frac{3}{2} (u_{avg} I)^2, \quad (3)$$

$$I = 0.16 (Re_{D_h})^{-1/8}, \quad (4)$$

$$\varepsilon = C_\mu \frac{k^{3/2}}{L}, \quad (5)$$

$$\ell = 0.07L. \quad (6)$$

where k is the turbulent kinetic energy, u_{avg} is the average fluid velocity, I is the turbulent intensity, Re_{D_h} is the Reynolds number based on the hydraulic diameter (which in this case is the duct diameter), ε is the turbulent dissipation rate, ℓ is the turbulent scale length, C_μ is a constant (0.09), and L is the duct diameter.

An experimentally determined velocity profile was applied as the inlet boundary condition. This profile can be represented by Eq. (7):

$$u(r) = \left[\frac{(0.2389E-06 + |r|)}{(0.6791E-03 + 1.007 \cdot |r|)} + 7.131 \cdot |r| \right] u_{avg} \quad -R < r < R \quad (7)$$

where $u(r)$ is the inlet velocity, u_{avg} is the average velocity, r is the radial position measured from the tube center and R is the tube radius. The outlet surface was drawn normal to the longitudinal axis of the probe and located at the top surface of the probe; the velocity gradients, in the flow direction, were set to zero at the outlet surface. As it is customary, the velocity at all fluid/solid boundaries was set to zero.

The above system of differential equations, together with boundary conditions, was solved using the commercial CFD code Fluent 6.3.26 [28].

Fig. 11 shows a vorticity contour map computed for water at 25 °C flowing at 0.20 and 0.60 m/s in a 44 mm-dia. circular duct that in the neighborhood of a 12–7 mm-dia. flat-end cylindrical probe. In Fig. 11a (quenchant flowing at 0.20 m/s) a small area of vorticity gradient is observed near the probe base which suggests the presence of small eddies which may be responsible for the instability of the vapor film shown in Fig. 6. On the other hand, at higher quenchant velocities (0.60 m/s) the computations show a much larger area where a vorticity gradient may be observed. This area has a geometry comparable, both in shape and length, to that observed experimentally (see Figs. 7a and 11b); this latter comparison validates the CFD computation. The maximum vorticity for water flowing at 0.60 m/s is approximately three times that computed for the lower velocity value (0.20 m/s).

A similar calculation was conducted for the conical-end cylindrical probe; the results are given in Fig. 12. In contrast with the case of the flat-end cylindrical probe, a vorticity gradient is almost non-existent and the vorticity values are very low, even for the maximum quenchant velocity considered in this study. From the results shown in Figs. 11 and 12 it is evident that the change in geometry (from a flat-end to a conical-end) produces significant changes in the vorticity field near the probe base. It is thought that

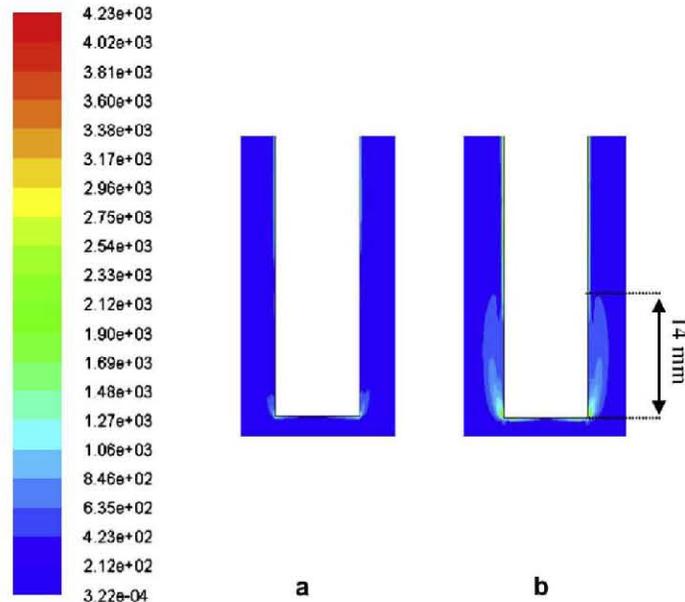


Fig. 11. Vorticity contour maps (1/s) computed for water at 25 °C flowing at: (a) 0.20 and (b) 0.60 m/s, in the neighborhood of a 12.7 mm dia. flat-end cylindrical probe within a 44 mm-dia. circular duct.

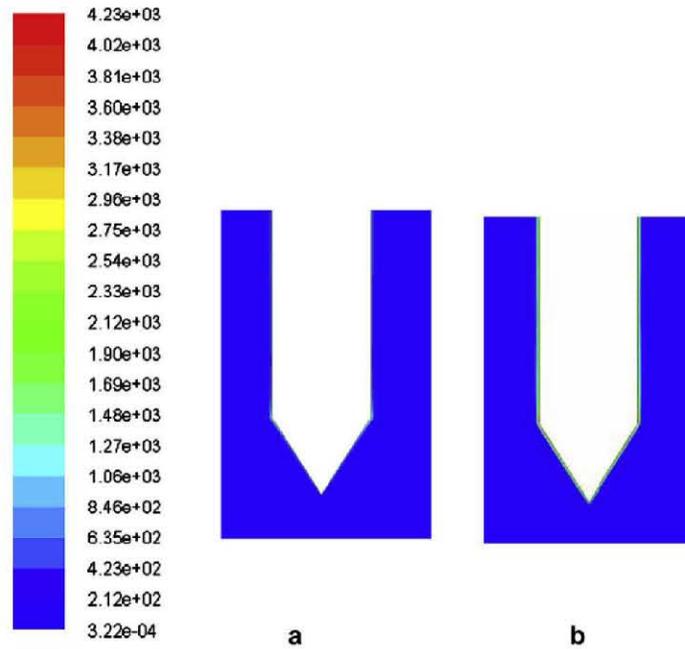


Fig. 12. Vorticity contour maps (1/s) computed for water at 25 °C flowing at: (a) 0.20 and (b) 0.60 m/s, in the neighborhood of a 12.7 mm-dia. conical-end cylindrical probe within a 44 mm dia. circular duct.

this change is responsible for the differences in the wetting front behavior (see Figs. 4 and 8).

The time at which the wetting front passes through the several thermocouple locations, when using the conical-end probe, during

the quenching in water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s was determined from the video recordings, which were synchronized with the data acquisition system. The corresponding images are shown in Fig. 13, where the drawn lines indicate the depth of each thermocouple hole. The wetting front passes through each one of those positions (in ascending longitudinal order) at 5.2, 6.5, 7.0 and 7.5 s. Based on these results and the longitudinal location of each thermocouple, the following equation could be derived to calculate the position (along the longitudinal axis) of the wetting front as a function of time:

$$Z_{wf} = 4.3t - 19.9, \quad R^2 = 0.9 \quad (8)$$

Where Z_{wf} is measured from the base of the conical-end (mm) and t is the time (s). The high value of R^2 indicates that a straight line describes the data correctly and, therefore, the velocity of the wetting front is constant. The velocity of the wetting front is the slope of Eq. (8); thus, the wetting front ascends at 4.3 mm/s for this experimental condition. Following the same procedure it was determined that the wetting front advances at 6 mm/s when the conical-end cylindrical probe was quenched in water at 60 °C flowing at 0.60 m/s.

In Fig. 14 an image of the conical-end cylindrical probe surface at 11.2 s after immersion during an experiment with water at 60 °C flowing at 0.20 m/s is shown (after image analysis with IMAQ). In the image, three well-defined zones can be seen: a stable 1.6 mm-thick vapor film (A); a 16 mm-long nucleate boiling zone (B); and a pure convective zone (C). Using a similar image, the corresponding values for the higher quenchant velocity were: 1.6 mm for the thickness of the vapor film and 9 mm for the length of the nucleate boiling area. From these values and the known wetting front velocities, it was determined that the duration of the nucleate boiling stage was 3.7 and 1.5 s for water at 60 °C flowing at 0.20 and 0.60 m/s, respectively. These values agree with the duration of the nucleate boiling stage (3.8 s) experimentally determined by Kobasko et al. [29] for 10 mm-dia., flat-end cylindrical probes made of Kh18N9T steel, quenched from 850 °C in a flowing CaCl₂ aqueous solution, using an acoustic method. The authors do not give the fluid velocity used in the experiments but they note that it produced an average heat transfer coefficient (for the duration of the nucleate boiling regime) of 5000 W/(m² K). For our experiments, the average heat transfer coefficient during the nucleate boiling stage was estimated to be of the order of 3000 W/(m² K) for water at 60 °C flowing at 0.2 m/s; they were obtained from the estimated surface heat flux, the estimated surface temperature and the fluid bulk temperature, using Newton's law of cooling.

Boiling at a heated surface is a very complicated process which cannot be described by a single equation to obtain the boiling curve as a function of time and position. For this reason, the duration of the nucleate boiling stage has been analytically treated by Kobasko et al. [29]. The final result of their analysis was closely fitted by the equation:

$$\tau = \left[\Omega + f \ln \frac{\vartheta_l}{\vartheta_{ll}} \right] \frac{K}{a} \quad (9)$$

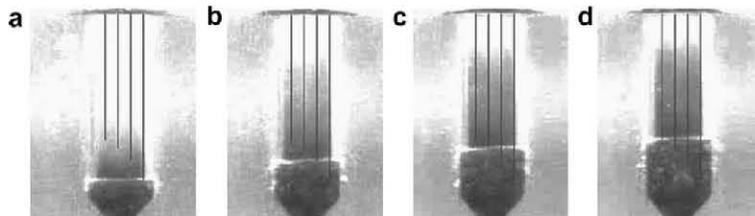


Fig. 13. Photographs taken at: (a) 5.2 s, (b) 6.5 s, (c) 7.0 s, and (d) 7.5 s, after immersing a conical-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s.

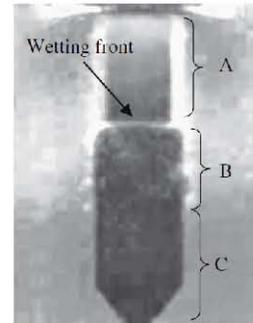


Fig. 14. Processed image corresponding to 11.2 s after immersing a conical-end cylindrical probe in water at 60 °C, flowing at 0.20 m/s: stable film (A); nucleate boiling (B) and pure convection (C).

with

$$\vartheta_l = \frac{1}{\beta} \left[\frac{2k(\vartheta_0 - \vartheta_l)}{R} \right]^{0.3} \quad (10)$$

$$\vartheta_{ll} = \frac{1}{\beta} [\alpha_{avg}(\vartheta_{ll} + \vartheta_{lh})]^{0.3} \quad (11)$$

and

$$\vartheta_{lh} = T_s - T_m \quad (12)$$

$$\vartheta_0 = T_0 - T_s \quad (13)$$

where τ = duration of the nucleate boiling stage, $\Omega = 0.48$, $f = 3.21$, K = Kondratjev form factor, a = probe thermal diffusivity, $\beta = 7.36$, k = probe thermal conductivity, R = probe radius, α_{avg} = average heat transfer coefficient during the nucleate boiling stage. Note that Eqs. (10) and (11) must be solved iteratively.

The Kondratjev form factor for a finite cylinder is given by Kobasko et al. [12]:

$$K = \frac{1}{\frac{5.784}{k^2} + Z^2} \quad (14)$$

where Z is the distance from the probe tip to the a given thermocouple position. The resulting Kondratjev form factors were $4.95 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ and $5.75 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, for T/C 3 and T/C 4.

The duration of the nucleate boiling stage for the experiment with the conical-end cylindrical probe quenched in water at 60 °C flowing at 0.20 m/s was estimated using the equations above. The heat transfer coefficient during the convective stage was determined from the surface heat flux history and surface temperature response estimated through the solution of the inverse heat conduction problem (IHCP) as described earlier. Other experimental quantities required in Eqs. (9)–(14) are given in Table 2.

Table 2
Experimental variables required to estimate the duration of the nucleate boiling stage (Eqs. (9)–(14)).

	T/C4	T/C3
Surface temperature at the onset of the nucleate boiling regime (T_0)	767 °C	723 °C
Quenching medium temperature (T_m)	60 °C	60 °C
Water saturation temperature (T_s)	100 °C	100 °C
Thermal conductivity of steel when the moving boundary is located at the thermocouple position (k)	22.18 W/m °C	21.52 W/m °C
Average heat transfer coefficient during the nucleate boiling stage (α_{avg})	3065 W/m ² °C	3065 W/m ² °C
Distance from the flat-end to a thermocouple location (Z)	0.013 m	0.018 m

Computed magnitudes for the duration of the nucleate boiling stage for this experiment (obtained with data corresponding to T/C 3 and T/C 4) are compared with the experimentally determined values in Table 3. From the table it can be seen that the estimated values for the duration of the nucleate boiling stage are in the order of the experimentally determined value; however the computed value for T/C 3 is much closer to the experimental value than the computed duration of the nucleate boiling stage for T/C 4. This difference may be explained as follows: the velocity of the wetting front was constant during that experiment and the experimentally determined duration of the nucleate boiling stage was also constant; therefore, a single value was obtained from the video recordings for all thermocouples. Given that the wetting front advances at a finite velocity, the heat flux history varies along the axial direction which results in different values of the average heat transfer coefficient during the nucleate boiling regime as the wetting front advances. Therefore, we obtain values for the average heat transfer coefficient that are function of the axial position and, as a consequence, different values for the duration of the nucleate boiling stage at each thermocouple location. It should be noted that the calculation depends on the precision of the parameters shown in Table 2, which in turn requires that the kinematics of the nucleate boiling area may be known accurately; this can be accomplished using the experimental probe and set-up used in this investigation.

Table 3
Computed and experimental values for the duration of the nucleate boiling stage for thermocouple positions T/C3 and T/C4 during quenching in water at 60 °C flowing at 0.2 m/s.

	T/C3 (s)	T/C4 (s)
Computed duration of the nucleate boiling stage (τ)	3.67	4.16
Experimental duration of the nucleate boiling stage (τ)	3.7	3.7

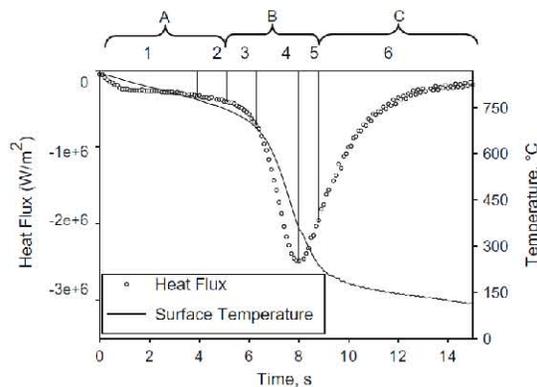


Fig. 15. Conical-end cylindrical probe cooled with water at 60 °C flowing at 0.20 m/s: estimated surface temperature response (line) and heat flux history (symbols) for T/C4.

The surface heat flux history estimated for the position of T/C4 during the experiment with water at 60 °C flowing at 0.20 m/s is plotted in Fig. 15, along with the estimated surface temperature history. Using image analysis of the photograms taken from the video recording of this experiment the transitions between the three zones (A, B and C) shown in Fig. 12 could be defined precisely. Thus, the following regions can be defined:

- Stable, full film boiling (zone 1).
- Thinning of the vapor film - without the presence of bubbles (zone 2).
- Partial nucleate boiling - with the presence of some vapor (zone 3).
- Intense nucleate boiling with a high frequency of bubble formation (zone 4).
- Weak nucleate boiling with a low frequency of bubble formation (zone 5).
- Pure forced convection (zone 6).

The line that separates zones 2 and 3 defines the wetting front.

5. Conclusions

It is well known that the kinematics of the wetting front during quenching operations determines the evolution of the microstructural and displacement fields. Thus, it is important to develop techniques that allow its precise characterization. To this end, a novel probe design was coupled with an experimental set-up that guarantees fully developed flow. Comparing the performance of probes traditionally used to study wetting front kinematics with that of the new design it was found that:

1. The wetting front is not symmetric when flat-end cylindrical probes are used (even for fully developed flow and relatively low values of quenchant velocity). Computer simulation of the vorticity field near the probe base (considering an isothermal system at ambient temperature) showed that there is a significant vorticity gradient which may favour the chaotic collapse of the vapor film and the formation of an asymmetric wetting front which in turn complicates the study of the wetting front kinematics. In contrast, the calculation did not show any vorticity gradient for the conical-end cylindrical probe even at high quenchant velocities.
2. The conical-end cylindrical probe and a fully developed flow ensure that the vapor film collapses uniformly around the probe due to the fact that the formation of the wetting front is concentrated, initially, at the probe tip. This condition permits a constant advance of the wetting front and a stable transition between boiling regimes and, therefore, high reproducibility of the different boiling regimes which facilitates the study of the wetting front kinematics.
3. The wetting front for conical-end cylindrical samples advanced at 4.3 mm/s when they were cooled from 900 °C in water at 60 °C and flowing at 0.20 m/s. Under these experimental conditions an ascending area, 16 mm-long, along the probe surface

was occupied by nucleate boiling, which corresponds to a nucleate boiling duration of 3.7 s at any given position. On the other hand, when the water flow rate was increased to 0.60 m/s, the wetting front advanced at 6 mm/s whereas the area occupied by nucleate boiling was 9 mm, which corresponds to a nucleate boiling duration of 1.5 s.

4. The duration of the nucleate boiling stage could be estimated using existing equations. The results were in fairly good agreement with the values obtained experimentally; this favorable comparison validates the experimental technique used in this work.
5. The different boiling regimes and its transitions could be precisely defined along the complete heat flux history curve during quenching resulting in 6 different zones.

Acknowledgement

One of the authors (HJVH) gratefully acknowledges the financial support from CONACYT (No. de becario 158072) during his doctoral studies. The Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) partly supported the research presented in this paper through Grant DGAPA-PAPIIT IN116803. The experimental work with the PIV equipment was conducted at the Department of Rheology and Mechanics of Materials under the guidance of Dr Roberto Zenit Camacho.

References

- [1] G.E. Totten, C.E. Bates, N.A. Clinton, *Handbook of Quenchants and Quenching Technology*, ASM International, 1993.
- [2] G.E. Totten, D.S. Mackenzie, *Handbook of Aluminum, Physical Metallurgical Processes*, vol. 1, CRC Press, 2003.
- [3] G.E. Totten, *Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel*, ASM International, 2002, Chapter 4.
- [4] G.E. Totten, N.I. Kobasko, M.A. Aronov, J. Powell, Overview of Intensive-Quenching Processes, *Industrial Heating* 69 (4) (2002) 31–33.
- [5] N.I. Kobasko, *Quenching Apparatus and Method For Hardening Steel Parts*, USP 6,364,974, 2002.
- [6] J. Bodin, S. Segerberg, Measurement and evaluation of the quenching power of quenching media for hardening, in: G.E. Totten (Ed.), *Proceedings for the First International Conference on Quenching and Control of Distortion*, ASM International, Materials Park, OH, 1992, pp. 1–12.
- [7] M. Narazaki, M. Kowagata, A. Shirayori, S. Fuchizawa, G.E. Totten, Experimental and numerical analysis of cooling curves during quenching of small probes, in: *ASM International, 20th ASM Heat Treating Society Conference Proceedings*, St. Louis, MO, October 2000, pp. 9–12.
- [8] B. Liscic, T. Filetin, Computer aided evaluation of quenching intensity and prediction of hardness distribution, *Journal of Heat Treatment* 5 (1988) 115–124.
- [9] M. Narazaki, S. Fuchizawa, M. Usaba, Effects of specimen geometry on characteristic temperature during quenching of heated metals in subcooled water, *Tetsuto Hagane (Journal of the Iron Steel Institute Japan)* 75 (1989) 634–641.
- [10] H.M. Tensi, A. Stich, Martens hardening of steel—prediction of temperature distribution and surface hardness, *Materials Science Forum* 102–104 (1992) 741–754.
- [11] A. Stich, H.M. Tensi, Heat transfer and temperature distribution with wetting process during immersion quenching, *Harterei-Technische Mitteilungen* 50 (1) (1995) 31–34.
- [12] N.I. Kobasko, A.A. Moskalenko, G.E. Totten, G.M. Webster, Experimental determination of the first and second critical heat flux densities and quench process characterization, *Journal of Materials Engineering and Performance* 6 (1) (1997) 93–101.
- [13] S. Nukiya, The Maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *Journal of Japan Society of Mechanical Engineering* 37 (1934) 367–374; S. Nukiya, The Maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *Transl.: International Journal of Heat Mass Transfer* 9 (1966) 1419–1433.
- [14] J. Leidenfrost, De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus, *International Journal of Heat Mass Transfer* 9 (1966) 1153–1166.
- [15] T.H. Kunzel, H.M. Tensi, G. Welzel, Rewetting rate – the decisive characteristic of a quenchant, in: *Fifth International Congress on Heat Treatment of Materials*, vol. III, Budapest-Hungary, 1986, pp. 1806–1813.
- [16] H.M. Tensi, G.E. Totten, T. Kunzel, Physics and technology of quenching in fluids, Part I: physics of quenching, in: *Twentieth ASM Heat Treating Society Conference Proceedings*, St. Louis, MO, October 2000, pp. 727–730.
- [17] H.M. Tensi, J. Stitzelberger, Influence of wetting kinematics on quenching and hardening in water based polymers with forced convection, in: *Heat Treatment and Surface Engineering – New Technology and Practical Applications*, Chicago, Illinois, USA, 1988, pp. 171–176.
- [18] H.M. Tensi, A. Stich, H.J. Spies, A. Spengler, Fundamentals of immersion quenching, *Harterei-Technische Mitteilungen* 50 (4) (1995) 254–258.
- [19] H.M. Tensi, A. Stich, Influence of wetting kinematics on temperature distribution and heat flux, in: *Proceedings of International Heat Treating Conference – Equipment and Processes*, Schaumburg, Illinois, 18–20 April 1994, pp. 327–335.
- [20] M. Sedighi, C.A. McMahon, The influence of quenchant agitation on the heat transfer coefficient and residual stress development in the quenching of steels, *Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture* 214 (7) (2000) 555–567.
- [21] N.I. Kobasko, N.P. Timchenko, Cinematographic investigation of the cooling process of alloys in aqueous polymeric solutions, *Metal Science and Heat Treatment* 28 (10) (1986) 729–734.
- [22] T. Inoue, Y. Watanabe, K. Okamura, M. Narazaki, H. Shichino, D.-Y. Ju, H. Kanamori, K. Ichitani, A cooperative activity on quenching process simulation—Japanese IMS-VIII project on the benchmark analysis and experiment, *Transactions of Materials and Heat Treatment* 5 (2005) 28–34.
- [23] A. Stich, A. Spengler, H.J. Spies, H.M. Tensi, Effect of probe geometry on kinematics and hardness for water quenching, *Harterei, Technische Mitteilungen* 51 (4) (1996) 215–222.
- [24] J.V. Beck, B. Blackwell, C.R. St. Clair Jr., *Inverse Heat Conduction*, III Posed Problems, Wiley-Interscience, New York, 1985.
- [25] J.V. Beck, B. Litkouhi, C.R. St. Clair Jr., Efficient solution of the nonlinear inverse heat conduction problem, *Numerical Heat Transfer* 5 (1982) 275–286.
- [26] L. Meeekisho, B. Hernández-Morales, J.S. Téllez-Martínez, X. Chen, Computer-aided cooling curve analysis using WinProbe, *International Journal of Materials and Product Technology* 24 (1–4) (2005) 155–169.
- [27] British Iron and Steel Research Association, *Physical Constants of Some Commercial Steels at Elevated Temperatures*, Butterworths Scientific Publications, Surrey, UK, 1953.
- [28] <http://www.fluent.com/>.
- [29] N.I. Kobasko, Sh.E. Guseynov, Initial heat flux densities and duration of non-stationary nucleate boiling during quenching, in: J. Krope, S.H. Sohrab, F.K. Benra (Eds.), *Proceedings of the Fifth WSEAS International Conference on Heat and Mass Transfer*, Acapulco, Mexico, January 2008, pp. 104–109.

Apéndice 3

[80] H.J. Vergara-Hernández, B- Hernández-Morales and G. Solorio-Díaz (2011). “Fluid dynamics during forced convective quenching of flat-end cylindrical probes”, en Memorias del 8th WSEAS International Conference on Heat and Mass Transfer (HMT 11), WSEAS, pp. 135-141.

Fluid dynamics during forced convective quenching of flat-end cylindrical probes

B. HERNÁNDEZ-MORALES¹, H.J. VERGARA-HERNÁNDEZ² AND G. SOLORIO-DÍAZ³

¹Depto. de Ingeniería Metalúrgica, Facultad de Química
Universidad Nacional Autónoma de México
Cd. Universitaria, México, D.F., 04510
MEXICO

bernie@servidor.unam.mx

²Posgrado de Ciencias en Metalurgia
Instituto Tecnológico de Morelia

Av. Tecnológico # 1500, Colonia Lomas de Santiaguillo, Morelia, Michoacán, 58120
MEXICO

³Facultad de Ingeniería Mecánica
Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo
Santiago Tapia 403, Centro, Morelia, Michoacán, 58000
MEXICO

Abstract: - The hydrodynamic behavior of the quenchant around a flat-end cylindrical probe was studied to explain the anomalies observed when quenching this type of probe in a fluid moving at relatively high velocities. Both, physical and mathematical models were developed and compared with the observations made during the actual quenches which were conducted with water at 60°C flowing at 0.2, 0.4 and 0.6 m/s. The computed streamlines compared favorably with the measured ones which validated the mathematical model. The computed pressure field shows a significant gradient near the probe corner which produces backflow and an area of negative pressure which favors the occurrence of a localized thicker vapor blanket. Thus, the use of the flat-end cylindrical probe for wetting kinematics studies is not recommended.

Key-Words: - Wetting front; boiling; hydrodynamics; vapor blanket; pressure field; velocity field.

1 Introduction

During quenching of both ferrous and nonferrous metallic parts a number of complex phenomena interact to produce the final mechanical properties, distortion and residual stresses. Thus it is very difficult to design these processes using trial and error procedures. Standardized tests such as the Jominy end quench test [1] or cooling curve analysis [2] provide with relevant information but they are limited regarding distortion and residual stresses. Thus, the best alternative for process design is based on developing mathematical models to simulate the evolution of the thermal, microstructural and displacement fields during quenching; this methodology is known as Microstructural Engineering [3]. A critical parameter of the mathematical models is the heat transfer boundary condition at the part/quenchant interphase because the evolution of the heat extracted by the quenchant drives the thermal field within the part and, therefore, the evolution of the microstructural and displacement fields. At that interphase, heat is extracted by a

sequence of three different mechanisms: heat transfer through a vapor blanket (“film boiling”), heat transfer in the presence of bubbles (“nucleate boiling”) and heat transfer due to pure convection [4], which often occurs simultaneously. The moving boundary between film boiling and nucleate boiling is known as the wetting front [5].

To either estimate the heat transfer boundary condition or to characterize the evolution of the wetting front, a number of investigations have been carried out using flat-end cylindrical probes [6-9]. Other researchers have used variations of this probe. Narazaki *et al.* [10,11] have shown results comparing the performance of flat-end, rounded-edge and spherical-end cylindrical probes. Based on the reproducibility of the cooling curves they concluded that the best probe would be that with the spherical-end. On the other hand, Frerichs *et al.* [12] reported that the spherical-end cylindrical probe produces a non-symmetrical wetting front; based on their results they propose the use of a cylindrical probe with chamfered edges. A recent study conducted by Vergara-Hernández and Hernández-Morales [13,14]

have pointed out that the hydrodynamics of the quenchant in the neighborhood of the probe plays a significant role in the geometry of the vapor blanket and the wetting front kinematics during forced convective quenching.

Thus, in this work we have studied in detail the hydrodynamic behavior of water flowing parallel to a flat-end cylindrical probe. The study involves both physical and mathematical modeling with the aim of clearly showing the reasons for the problems observed when this type of probe is used to study wetting front kinematics or to estimate heat transfer boundary conditions.

2 Experimental Work

The experimental work was designed to: 1) produce direct observations of the vapor blanket and the wetting front; and 2) help visualizing the streamlines within the fluid with the aid of a physical model.

The experiments to visualize the vapor blanket and the wetting front were carried out in an experimental device described in detail elsewhere [13] using flat-end cylindrical probes made with AISI 304 stainless steel. The probe (12.7 mm-dia. X 56 mm long) was heated up to 915 °C in an electrical-resistance furnace without protective atmosphere. Then, the probe was quickly lowered into the upper portion of a plexiglass tube (44 mm-dia. X 170 mm long) in which water was flowing. The tube dimensions ensured fully developed flow by the time the water impacted the probe. In a previous publication [13] only two free-stream (i.e., away from the probe) water velocities were studied whereas in the present one three free-stream water velocities were considered: 1) 0.2 y 2) 0.4 m/s y 3) 0.6 m/s.

Each experiment was videotaped using a high-speed camera (Photron, model PCI R2), capable of obtaining up to 1000 frames per second. The actual rate of capture was 125 frames per second which allowed a resolution of 512 x 480 pixels.

The physical model consisted in attaching cellophane ribbons to the probe base and conducting the visualization experiments at room temperature. The ribbons aided in visualizing the streamlines near the probe surface.

3 Mathematical model

The commercially-available CFD code Fluent [15] was used to compute the streamlines corresponding to the room temperature experiments. The model also allowed the computation of the pressure and velocity fields. The equations of continuity and momentum conservation were solved for a 2D axisymmetric domain (see Fig. 1) where a newtonian liquid of

constant density and viscosity was flowing under isothermal conditions in a vertical tube against the gravitational force. The equations were solved for non-stationary conditions and turbulent flow.

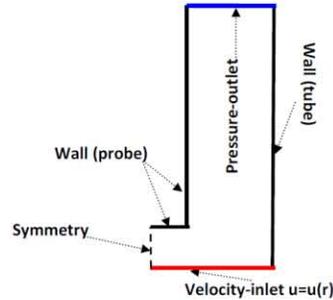


Fig. 1. Computational domain used in the CFD model.

Given the scope describe above, the governing equations may be written as:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] + \nabla p - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} = \rho \vec{g} \quad (2)$$

Where ρ is the fluid density, v is the fluid velocity, p is the dynamic pressure, $\boldsymbol{\tau}$ is the stress tensor related to viscous flow and \vec{g} is the acceleration due to the gravitational force. The first term on the LHS of Eq. (1) represents mass accumulation while the second term accounts for convective flow. The first term on the LHS of Eq. (2) quantifies the rate of momentum change within a control volume and the rate of momentum transfer due to convection; the second and third terms on the LHS represent the rate of momentum change due to surface forces and viscous transport, respectively; finally, the term on the RHS of Eq. 2 accounts for the body forces in the system. The turbulence model used was the well-known κ - ϵ model incorporated in Fluent.

These equations were solved subjected to the following boundary conditions: 1) non-slip at the solid walls (tube and probe); 2) specified pressure (1 atm) at the outlet; 3) symmetry at the centerline; and 4) an experimentally determined velocity distribution [13] at the inlet:

$$v(r) = \left[\frac{(0.2389E-06+|r|)}{(0.6791E-03+1.007 \cdot |r|)} + 7.131 \cdot |r| \right] \cdot v_{avg} \quad (3)$$

where $v(r)$ is the inlet velocity, v_{avg} is the average velocity, r is the radial position measured from the tube center and R is the tube radius ($-R < r < R$).

3 Results and discussion

Experimental observations of the wetting front kinematics during forced convective quenching of flat-end cylindrical probes showed that both the vapor blanket and the wetting front are non-uniform around the probe. Four images from the video taken during the experiment with water at 60 °C flowing at 0.2 m/s are shown in Fig. 2. They correspond to 0.2 s, 7.5 s, 9.2 s y 15 s after the probe had reached its final position within the quench bath.

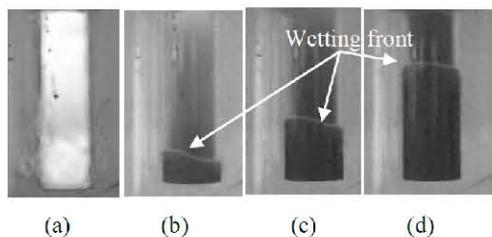


Fig. 2. Images of the probe surface during a test from 915 °C with water at 60°C flowing at 0.2 m/s: (a) 0.2 s, (b) 7.5 s, (c) 9.2 s y (d) 15 s. The times are referred to the instant at which the probe reached its final position in the quench bath [13].

In Fig. 2(a) it may be observed that even at short times the probe temperature is high enough to vaporize the quenchant and form a vapor blanket all around the probe. This blanket offers high resistance to heat transfer and the probe remains relatively hot during few seconds. When the probe surface temperature falls below the Leidenfrost temperature, the vapor blanket breaks down and nucleate boiling starts producing a moving wetting front (see Fig. 2(b)-2(d)). During nucleate boiling, the liquid is allowed to re-wet the hot surface but this now results in bubbles instead of a vapor blanket; most of the bubbles are detached from the surface by the moving fluid and go into the liquid. As the cooling process continues the local probe surface temperature eventually falls below the quenchant boiling point and boiling ceases giving way to pure forced convection.

To help visualizing the shape of the vapor blanket during the very early stages of the quenching experiments, the Edge Detection feature of Microsoft Windows Movie Maker was applied to images extracted from the videos. In Fig. 3, four images (in their original format as well as after being processed)

corresponding to: 1.33s, 2.33s, 6.0s y 6.5s after the probe has reached its final position are shown. It may be observed that the vapor blanket at the probe base shows a significant distortion in Figs. 3(b) and 3(c). This distortion produces a heat imbalance which results in a localized breaking of the vapor blanket and, therefore, the wetting front moves in a nonsymmetrical fashion (see Fig. 3(d)).

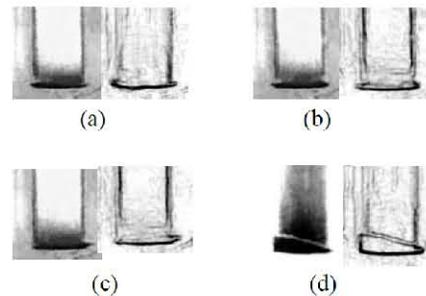


Fig. 3. Sequence of images (left: original format; right: after applying the Edge Detection feature of Microsoft Windows Movie Maker) taken from the video of the test with water at 60°C flowing at 0.2 m/s: (a) 1.33 s; (b) 2.33 s; (c) 6.0 s; and (d) 6.5 s. The times are referred to the instant at which the probe reached its final position in the quench bath.

The distortion of the vapor blanket is more severe as the water velocity increases. In Fig. 4, images extracted from the videos taken during the experiments with water at 60°C flowing at 0.4 m/s and corresponding to 2.7s, 3.8s and 4.6s after the probe has reached its final position are shown. After a short period of time, the vapor blanket is thicker near the probe base. The wetting front ascends in a non-symmetrical fashion.

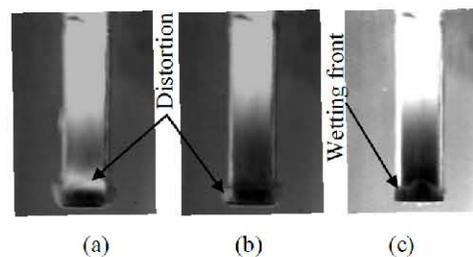


Fig. 4. Images of the probe surface during a test from 915 °C with water at 60°C flowing at 0.4 m/s: (a) 2.7 s, (b) 3.38 s, and (c) 4.6 s. The times are referred to the instant at which the probe reached its final position in the quench bath.

For experiments with water flowing at 0.6 m/s the vapor blanket shows an even more severe distortion (see Fig. 5). The thicker vapor film that is observed in the images is approximately 18 mm long.

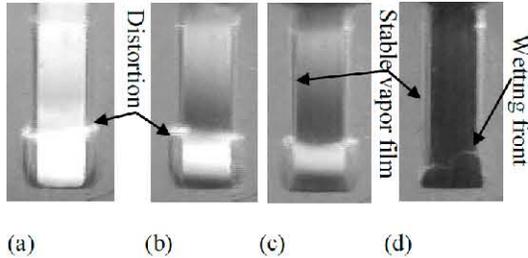


Fig. 5. Images of the probe surface during a test from 915 °C with water at 60°C flowing at 0.6 m/s: (a) 0.46 s, (b) 3.0 s, (c) 3.4 s, and (d) 7.4 s. The times are referred to the instant at which the probe reached its final position in the quench bath [13].

In order to explain the behavior observed during the quenching experiments, cellophane ribbons were attached to the probe base and the system was run at room temperature. Representative images extracted from the video-recordings are shown in Fig. 6, for the three water velocities studied.

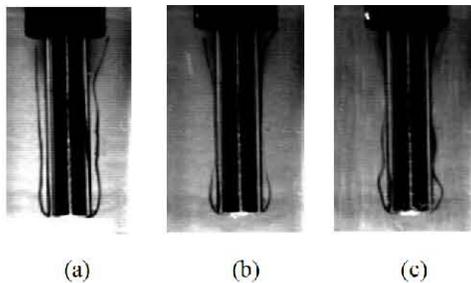


Fig. 6. Images from the physical model during room temperature experiments conducted with water flowing at: (a) 0.20 m/s, (b) 0.40 m/s y (c) 0.60 m/s.

In Fig. 6(a) it is observed that the ribbons are fairly parallel to the probe along its length during the experiments with water flowing at 0.2 m/s. When the water velocity was increased to 0.4 m/s, the ribbons are separated from the probe near its base but then they re-attach to the probe surface away from the base (see Fig. 6(b)). When the highest fluid velocity (0.6 m/s) was used the separation between the ribbons and the probe surface is more evident and it is also clear that the response is non-symmetrical, i.e., the shape of the ribbon on the left side of the image is different with respect to that of the right side in Fig.

6(c). For this water velocity it may also be observed that there are few points where the ribbons are re-attached to the probe.

The observations made using the physical model prompted the need to develop a mathematical model to simulate the hydrodynamic behavior around the probe. In particular, the geometry of the ribbons within the flowing water suggested the presence of a re-circulating fluid flow within a momentum boundary layer.

Thus, the mathematical model described earlier was used to compute streamlines as well as pressure and velocity fields around the probe. Recall that the model was used to simulate the system response in the physical model and, therefore, considers an isothermal system at room temperature.

Fig. 7 shows the computed streamlines for the three free-stream water velocities studied experimentally (0.20 m/s, 0.40 m/s and 0.60 m/s). In Fig. 7(a) it may be observed that the streamlines are fairly parallel to the probe surface despite the presence of the sudden change in geometry related to the sharp corner of the bottom of the probe. This result compares favorably with the observations made with the physical model (see Fig. 6(a)).

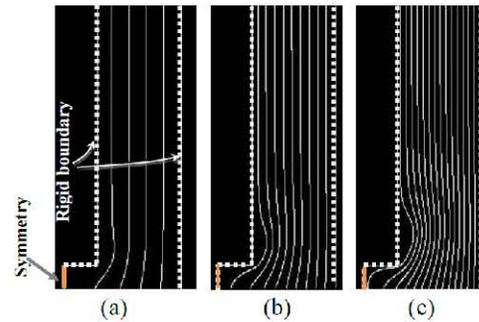


Fig. 7. Computed streamlines after 2 s of simulation, in the neighborhood of a flat-end cylindrical probe placed in a circular tube where water flows at: (a) 0.20 m/s, (b) 0.40 m/s, and (c) 0.6 m/s. The rigid boundary to the right represents the tube wall.

The computed streamlines for a water velocity of 0.4 m/s, which are plotted in Fig. 7(b), showed a clear detachment from the probe surface near the corner. Also, it may be observed that the streamline closer to the bottom corner of the probe forms an angle near 45° with respect to the vertical, which is an evidence of a local jump in the velocity in that area. Again, the computed streamlines are quite similar to the observed ones in the experiments at room temperature.

At higher water velocities (Fig. 7(c)), the streamlines are more distorted and the velocity jump near the bottom corner of the probe is so high that one of the streamlines coincides with the flat end of the probe which indicates a severe velocity gradient.

The fact that the computed and observed streamlines were so similar indicates that the mathematical model is valid and can therefore be used to compute other quantities of interest with confidence. In Figs. 8-10, contours of static pressure after 0.001 s of simulation are plotted for water velocities of 0.2, 0.4 and 0.6 m/s, respectively.

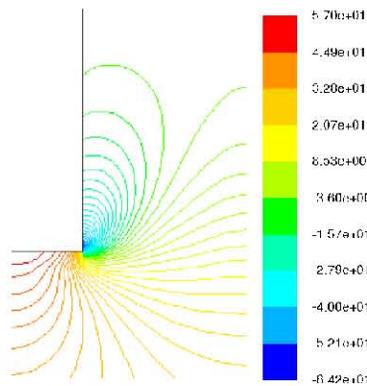


Fig. 8. Computed static pressure field (Pa), corresponding to 0.01 s of simulation, in the neighborhood of the probe corner for water flowing at 0.2 m/s. Minimum pressure: -64.2 Pa, maximum pressure: 57 Pa.

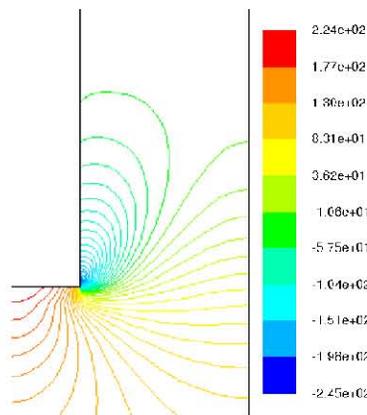


Fig. 9. Computed static pressure field (Pa), corresponding to 0.01 s of simulation, in the neighborhood of the probe corner for water flowing at 0.4 m/s. Minimum pressure: -245 Pa, maximum pressure: 224 Pa.

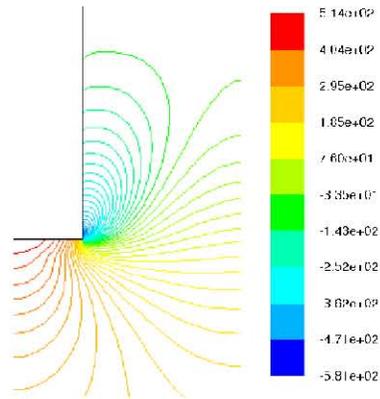


Fig. 10. Computed static pressure field (Pa), corresponding to 0.01 s of simulation, in the neighborhood of the probe corner for water flowing at 0.6 m/s. Minimum pressure: -581 Pa, maximum pressure: 514 Pa.

As can be seen in the figures, a pressure gradient is established near the corner of the probe. There are even negative values of pressure which are indicative of back-flow. The pressure gradient increases as the water velocity increases (note that different scales have been used in each figure). The maximum values are: 57, 224 and 514 Pa for water flowing at 0.2, 0.4 and 0.6 m/s.

The fact that both positive and negative values of pressure were computed indicates that it is highly possible that a back-flow occurs near the bottom corner of the probe. The velocity field computed for the experiments with water flowing at 0.60 m/s and shown in Fig. 11 confirms that this is the case. As can be observed in Fig. 11, the velocity vectors within the boundary layer change direction due to the fact that the pressure at point “B” is larger than in point “A” (see detail in Fig. 11) generating backflow within the boundary layer.

Another effect of the sharp corner of the flat-end cylindrical probe is that the vapor blanket finds a region of negative pressure along the bottom part of the probe which allows a local expansion of the vapor blanket as evidenced in Fig. 5. The region of a thicker vapor blanket in Fig. 5 corresponds to the area of negative pressure in Fig. 10, which further validates the mathematical model.

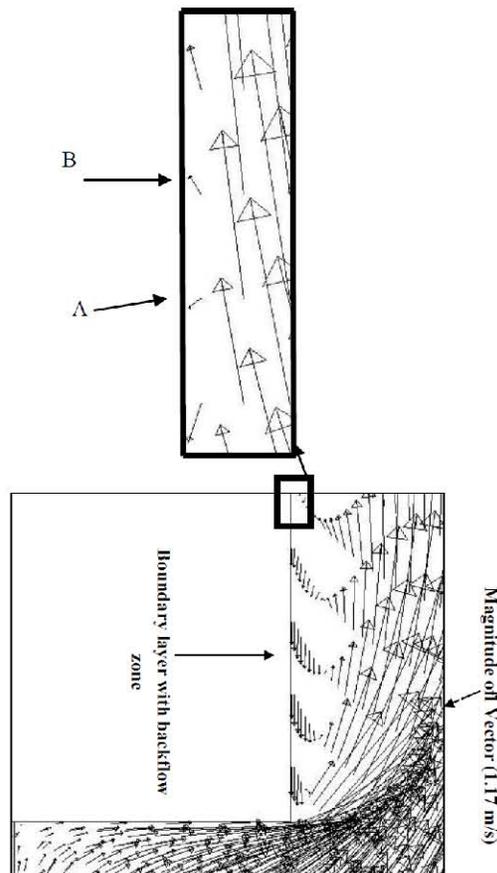


Fig. 11. Computed velocity vectors (m/s) near the probe corner for water flowing at 0.60 m/s.

4 Conclusions

The results of our investigation clearly establish that the probe geometry plays a significant role in the development of the hydrodynamic behavior of the quenchant during forced convective experiments which in turn directly affect the geometry of the vapor blanket and the wetting front kinematics. In particular, the sharp corner of the probe generates a significant localized pressure gradient which produces a region of back-flow and the conditions for a local expansion of the vapor blanket.

Eventhough in 2004 the Japanese Industrial Standards (JIS) countersigned the norm JIS K 2242 [16] (which is based on flat-end cylindrical probes), the detailed study presented in this work indicates that the flat-end cylindrical probe should not be recommended neither for studies on wetting front kinematics nor for estimating the heat transfer boundary conditions. In this regard, the conical-end

probe described in [13] constitutes a viable alternative.

References:

- [1] ASTM A255 - 10 Standard Test Methods for Determining Hardenability of Steel. <http://www.astm.org/Standards/A255.htm>
- [2] ASTM D6549 - 06 Standard Test Method for Determination of Cooling Characteristics of Quenchants by Cooling Curve Analysis with Agitation (Drayton Unit). <http://www.astm.org/Standards/D6549.htm>
- [3] P.C. Campbell, E.B. Hawbolt and J.K. Brimacombe, "Microstructural Engineering Applied to the Controlled Cooling of Steel Wire Rod : Part I. Experimental Design and Heat Transfer", *Metall. Trans A*, Vol. 22A, 1991, pp. 2769–2778.
- [4] A. Stich and H. M. Tensi, "Heat Transfer and Temperature Distribution with wetting Process During Immersion Quenching", *Harterei-Technische Mitteilungen*, Vol. 50, No.1, 1995, pp. 31-34.
- [5] T.H. Kunzel, H.M. Tensi and G. Welzel, "Rewetting rate-The Decisive Characteristic of a Quenchant", *5th International Congress on Heat Treatment of Materials*, Vol. III; Budapest-Hungary, 1986, pp. 1806-1813.
- [6] H.M. Tensi, G.E. Totten and T. Kunzel, "Physics and technology of quenching in fluids. Part I: physics of quenching", *Twentieth ASM Heat Treating Society Conference Proceedings*, St. Louis, MO, 2000, pp. 727–730.
- [7] M. Maniruzzaman and R.D. Sisson, Jr., "Bubble Dynamics in Quenching Heat Treatment Of Steel", *Proceedings of the 21st Heat Treating Society Conference*, Indianapolis, IN, 2001.
- [8] M. Narazaki, M. Tajima, S. Asada, K. Ichitani, H. Yokota, M. Tanaka and Y. Watanabe, "Development of New Sliver Probe for Cooling Power Test of Polymer Quenchants", *14th Congress of International Federation for Heat Treatment and surface Engineering*, No.1, 2004.
- [9] Th. Lübben, F. Frerichs, F. Hoffmann and H.-W. Zoch, "Rewetting behavior during immersion quenching", *New challenges in heat treatment and surface engineering-conference in honour of Prof. Bozidar Liscic*, 2009.
- [10] M. Narazaki, S. Fuchizawa and M. Usuba, "Effects of specimen geometry on characteristic temperature during quenching of heated metals in subcooled water", *Tetsu To Hagané (Journal of the Iron Steel Institute Japan)*, 75, 1989, pp. 634–641.

- [11] M. Narazaki, M. Kogawara, A. Shirayori and S. Fuchizawa, "Laboratory Test of Cooling Power of Polymer Quenchants", *Proc. 2nd Int. conference on Quenching and Control of Distortion*, Cleveland, Ohio, U.S.A., 1996, pp. 101-109.
- [12] F. Frerichs, Th. Lübben, F. Hoffmann and H.W. Zoch, "The Influence of Geometrical Conditions on Rewetting Behavior of Cylindrical Components", *15th International Metallurgy and Materials Congress (IMMC 2010)*, Istanbul, Turkey, 2010.
- [13] H.J. Vergara-Hernández and B. Hernández-Morales, "A novel probe design to study wetting front kinematics during forced convective quenching" *Experimental Thermal and Fluid Science*, 33, 2009, pp. 797-807.
- [14] H.J. Vergara-Hernández, B. Hernández-Morales and G. Solorio-Diaz, "Effect of the hydrodynamic conditions on the vapor film during forced convective quenching", *18th International Federation for Heat Treatment and Surface Engineering Congress*, Rio of Janeiro, Brazil July 26th - 30th, 2010, pp. 5187-5195.
- [15] <http://www.fluent.com/>
- [16] Japanese Industrial Standard. Heat Treating Oils, JIS K 2242. Japanese Standards Association, Tokyo, Japan.