

SIMULACIÓN DEL FENÓMENO DE EBULLICIÓN NUCLEADA Y FLUJO CRÍTICO DE CALOR UTILIZANDO AUTÓMATAS CELULARES Y GEOMÉTRICOS

Christian P. Marcel^{*}, Fabián J. Bonetto^{*,†} y Alejandro Clausse^{*,†,‡}

^{*} Instituto Balseiro y Comisión Nacional de Energía Atómica, 8400 Bariloche Argentina.

[†] Universidad Nacional del Centro, 7000 Tandil, Argentina.

[‡] Miembro del CONICET, Argentina.

Palabras clave: Flujo de dos fases, Autómatas, Ebullición Nucleada, Flujo Crítico de Calor,.

Resumen. *La transferencia de calor por ebullición ha sido ampliamente usada en numerosas aplicaciones industriales donde es necesaria alta eficiencia en la transferencia térmica, tales como la refrigeración de los núcleos de reactores nucleares, generadores de vapor, plantas de procesamiento de alimentos, y muchas otras. Comúnmente se utilizan promediados macroscópicos de magnitudes para caracterizar el campo de ebullición cercano a una pared calefactora, representando la cantidad relativa de cada fase, el número de burbujas por unidad de volumen, la densidad de área interfacial, el tamaño medio de las burbujas, etc. En tales representaciones, los flujos bubbly son descritos con ecuaciones diferenciales en términos de los campos promediados que representaban las variables físicas con cierto detalle. Los modelos más conocidos son el modelo de flujo homogéneo¹ (Wallis 1969), el modelo de drift-flux² (Zuber 1965), y el modelo de dos fluidos³ (Ishii 1975).*

Una perspectiva diferente en el modelado de medios bubbly se basa en la teoría de balance de poblaciones⁴ (Clausse 1997), la cual calcula las variables del flujo por medio del seguimiento de las burbujas, teniendo en cuenta su coalescencia, rotura, evaporación y condensación.

En este trabajo se presenta una versión computacional del balance poblacional, donde se crean sistemas de burbujas usando autómatas geométricos que representan conjuntos de burbujas reales.

Los sistemas representados abarcan potencias que generan desde la ebullición nucleada hasta el flujo crítico de calor (CHF).

1 INTRODUCCIÓN

Un autómatas es un objeto definido por ciertos estados que cambian siguiendo ciertas reglas iterativas. Un sistema de automatas es un conjunto de tales entes ubicados en un medio espacial el cual define la vecindad de cada autómatas. Las reglas de cambio representan, en tales sistemas, a la interacción de cada autómatas con su vecindad⁵ (Wolfram 1983). Por ejemplo, un autómatas celular tiene asociadas operaciones en una red espacial, como los átomos en un cristal.

Los sistemas de autómatas exhiben interesantes regularidades y patrones en sus propiedades globales, con lo cual proveen de una herramienta muy poderosa para el modelado de procesos colectivos⁶. Pueden usarse mundos virtuales de entidades interactuantes para representar problemas reales complejos tales como la evolución de fluidos, materia condensada, poblaciones de especies, economía de mercado, propagación de epidemias, y demás sistemas que comparten el término de sistema complejo.

La definición formal de un sistema de autómatas requiere fijar los siguientes conceptos:

- *Conjunto de entidades*: colección de entidades autónomas que pueden realizar diferentes tareas, percibiendo y reaccionando frente a estímulos externos. El número de individuos puede estar fijo o variar en el tiempo.
- *Vecindad*: subconjunto de entidades que afectan el estado de cada individuo del sistema. En el caso de un medio asociado con un marco de referencia espacial, se suele definir a la vecindad como una función de la distancia entre las posiciones de los individuos.
- *Estados*: Descripción matemática de los autómatas. El caso más simple corresponde al autómatas binario que sólo puede adoptar dos valores, como el spin en una red.
- *Regla de transición local*: algoritmo que define la dinámica del sistema teniendo en cuenta el estado de los individuos contenidos en cada vecindad. Las reglas pueden ser deterministas o probabilistas. Los elementos que obedecen a las mismas reglas forman una clase.

2 EL AUTOMATA-BURBUJA

Para caracterizar los flujos *bubbly*, generalmente se usan promediados espaciales de las variables más usadas, representando la fracción de vacío, la densidad de área interfacial, el número de burbujas por unidad de volumen, etc. Se usan conjuntos de ecuaciones diferenciales para describir la dependencia espacio-temporal de tales campos, las cuales deben ser programadas y resueltas numéricamente. En estos modelos, debe establecerse el paso al límite infinitesimal (a la vez que se preserva la estructura macroscópica por medio de leyes constitutivas), pero la simplicidad numérica inevitable está acompañada por la pérdida de detalle.

En lugar del enfoque tradicional, puede modelarse el medio de burbujas simulando las partículas fluidas como un conjunto de autómatas. Luego pueden realizarse promediados estadísticos para identificar las leyes generales y representar al flujo real.

El flujo de burbujas se representa por un mundo virtual de líquido continuo (el cual puede partirse en pedazos para formar cualquier geometría), y una fase dispersa compuesta de numerosas burbujas (autómatas) inmersas en el líquido.

Cada burbuja está codificada como un autómata representado por una esfera, la cual debe obedecer al siguiente conjunto de reglas (ver Fig. 1).

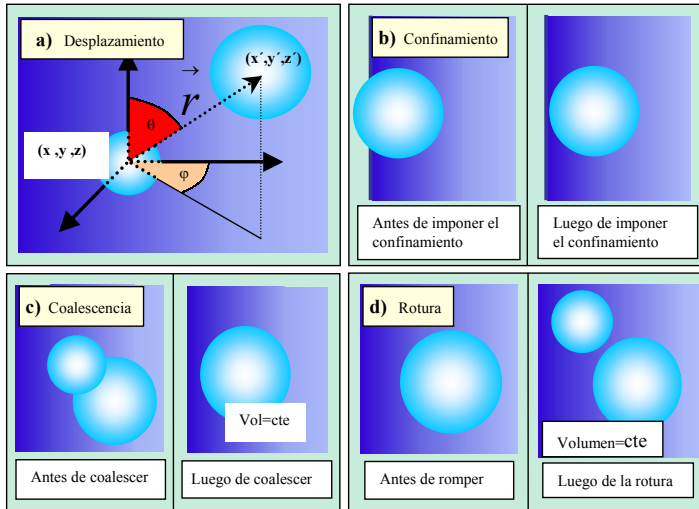


Figura 1: Reglas de los autómatas geométricos

- *Desplazamiento:* el centro de cada esfera se desplaza hacia arriba de acuerdo a la fuerza boyante más un impulso de dirección aleatoria que simula la turbulencia. La regla de transformación de una dada posición (x, y, z) a la nueva posición (x', y', z') está dada por :

$$\begin{aligned}
 x' &= x + \tau v_{\infty} \zeta \cdot \text{sen}(\theta) \cdot \cos(\varphi) \\
 y' &= y + \tau v_{\infty} \zeta \cdot \text{sen}(\theta) \cdot \text{sen}(\varphi) \\
 z' &= z + \tau v_{\infty} (1 + \zeta \cdot \cos(\theta))
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Donde τ es el salto de tiempo, ζ es el coeficiente de la turbulencia, θ ($0 \leq \theta < \pi$) y φ ($0 \leq \varphi < 2\pi$) son ángulos aleatorios, y v_{∞} es la velocidad terminal definida en la Tabla 1.

Velocidad terminal	Rango*
$v_{\infty} = \frac{2r^2(\rho_f - \rho_g)g}{9\mu_f}$	$Re < 2$
$v_{\infty} = 0.33g^{0.76} \left(\frac{\rho_f}{\mu_f}\right)^{0.52} r^{1.28}$	$2 < Re < 4.02G_1^{-0.124}$
$v_{\infty} = 1.35 \left(\frac{\sigma}{\rho_f r}\right)^{0.5}$	$4.02G_1^{-0.124} < Re < 3.01G_1^{-0.25}$
$v_{\infty} = 1.18 \left(\frac{g\sigma}{\rho_f}\right)^{0.25}$	$3.01G_1^{-0.25} < Re$
* Donde: $Re = \frac{2\rho_f v_{\infty} r}{\mu_f}, G_1 = \frac{g\mu_f^4}{\rho_f \sigma^3}$	

Tabla 1: Velocidad terminal para diferentes radios de las burbujas

- *Confinamiento*: Toda burbuja moviéndose fuera de los límites permitidos por las paredes del canal es reintroducida tangente a dicha pared (Fig. 1b).
- *Coalescencia*, cuando dos o más burbujas se tocan, entonces coalescen dando por resultado una nueva burbuja que conserva el volumen de la burbuja original (Fig. 1c).
- *Rotura*, cada burbuja puede romperse dando lugar a dos nuevas burbujas pero conservando el volumen original, con la siguiente probabilidad por unidad de tiempo:

$$p = p_b \frac{r^2}{r^2 + r_c^2} \tag{2}$$

donde r es el radio de la burbuja, r_c es el radio crítico, y p_b es un coeficiente de rotura ($0 < p_b < 1$).

3 EBULLICIÓN EN PILETA

Consideremos un modelo simple de transferencia de calor en ebullición en pileta, consistente de un canal vertical de sección cuadrada, de 4 cm de lado y 20 cm de alto, lleno con agua estanca a presión atmosférica y a temperatura de saturación. En la base del canal se coloca una placa de cobre de 1 cm de espesor que disipa calor a una potencia constante y de forma uniforme en todo su volumen (Fig. 2). El calefactor está térmicamente aislado en todas sus caras a excepción de la superior, lo cual asegura que el calor fluya sólo hacia el seno del líquido. Las paredes laterales del canal mantienen el confinamiento del fluido y de las burbujas.

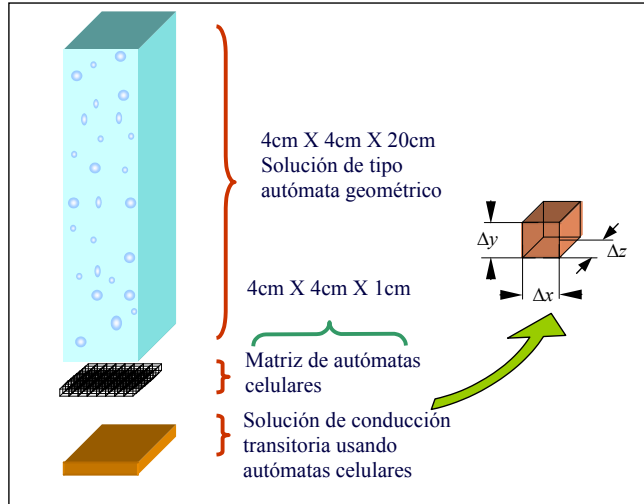


Fig 2: Sistema completo y métodos utilizados para la resolución en cada región.

3.1 Modelado del calefactor

La placa calefactora se representó con una red de autómatas celulares cubicos, como se muestra en la Fig. 2. Una variable positiva asignada a cada celda representa la temperatura local del metal.

El campo de temperaturas en el calefactor está controlado por la ecuación de Fourier:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\dot{q}}{k} \quad (3)$$

Aplicando un esquema de diferencias finitas para discretizar la Ec. (3), la regla de los autómatas celulares puede ser fácilmente obtenida.

$$T_{xyz}^t = T_{xyz}^{t-\tau} + Fo \cdot \left(\sum_{i=\text{vecinos de } xyz} T_i^{t-\tau} - 6T_{xyz}^{t-\tau} + \frac{\dot{q}}{k} \Delta \right) \quad (4)$$

donde

$$Fo = \frac{\alpha \tau}{\Delta^2} \quad (5)$$

τ es el paso de tiempo asociado a cada cambio, y Δ la longitud del lado de la celda. Debido a criterios de estabilidad numérica, los valores de τ y Δ deben satisfacer que:

$$Fo \leq \frac{1}{6} \quad (6)$$

3.2 Reglas de los mecanismos de transferencia de calor

El proceso de transferencia de calor desde el calefactor hasta el agua está modelado con un conjunto de automatas cúbicos que representan la cara superior de la placa de cobre (Fig. 2). Cada celda posee una cavidad que actúa como posible sitio de nucleación. EL tamaño de las cavidades fue elegido de forma aleatoria respondiendo a una distribución normal con media de 6.1 μm y desviación estándar de 2.4 μm . Mientras un sitio está activo, una burbuja crece desde la cavidad hasta alcanzar el radio crítico de desprendimiento, comenzando el proceso nuevamente con otra burbuja. Las burbujas desprendidas fueron tratadas como autómatas-burbujas que seguían las reglas anteriormente descritas en la sección 2.

El calor extraído desde cada una de las celdas puede provenir de alguno de los siguientes tres efectos:

- Convección natural
- Evaporación de la microcapa
- Microconvección

- **Convección natural**

La convección natural actúa en la porción de la superficie de cobre que está en contacto directo con el líquido. Para cada una de dichas celdas la tasa de transferencia por convección natural esta dada por^{7,8,9} (McAdams 1954, Goldstein at al 1973, Lloyd y Moran 1974):

$$q_c = \frac{A_i k_f}{L} Nu (T_s - T_l) \quad \begin{matrix} (10^4 \leq Ra_L \leq 10^7) \\ (10^7 \leq Ra_L \leq 10^{11}) \end{matrix} \quad (7)$$

donde aquí A_i es el área de la celda que está en contacto con el líquido, la longitud característica L está determinada por:

$$L = \frac{A_i}{P} \quad (8)$$

con A_i y P el área y el perímetro del calefactor, y el número de Nusselt:

$$Nu = 0.54 Ra_L^{1/4} \quad \text{si } 10^4 \leq Ra_L \leq 10^7$$

$$Nu = 0.15 Ra_L^{1/3} \quad \text{si } 10^7 \leq Ra_L \leq 10^{11} \quad (9)$$

donde el número de Rayleigh se calcula como:

$$Ra = \frac{g \beta_{ca} (T_s - T_\infty) L^3}{\nu \alpha} \quad (10)$$

- **Evaporación de la microcapa**

De acuerdo con el modelo de la microcapa de Snyder¹⁰ (Van Stralen 1979) el calor extraído durante la evaporación de la microcapa está dada por:

$$q_{mL} = \frac{4}{3} \pi [R^3_{(t^*)} - R^3_{(t^*-\tau)}] \rho_g h_{fg} \quad (11)$$

donde t^* se mide desde que la burbuja comienza a formarse.

El crecimiento temporal del radio de una burbuja durante la nucleación puede escribirse como (Van Stralen 1979):

$$R(t^*) = 2.26 \text{Pr}^{-1/2} Jd(\alpha, t^*)^{1/2} \quad (12)$$

La Ec. (12) es válida hasta que el radio alcanza el valor crítico dado por el criterio de Fritz:

$$R_d = 0.0104 \phi \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)}} \quad (13)$$

• Microconvección

La tasa de la transferencia de calor por el mecanismo de microconvección¹¹ puede ser calculado por (Lahey 1992):

$$q_{mc} = c_{mc} r_d^3 \rho_l C_p \Delta T \quad (14)$$

donde c_{mc} es una coeficiente constante que representa el volumen de líquido ubicado alrededor de una burbuja que es microconveccionado.

3.3 Activación de un sitio

Cada celda de la superficie calefactora tiene asignada una cavidad. Los tamaños de éstas fueron escogidos aleatoriamente siguiendo una distribución normal. Un dado sitio nuclea una burbuja si su radio, r_{cav} , se encuentra dentro del rango de activación¹² (Van Stralen and Cole, 1979), esto es:

$$r_{\min} < r_{cav} < r_{\max} \quad (15)$$

donde:

$$r_{\min}^{\max} = \frac{k}{4H} \left(1 \pm \sqrt{1 - 4 \left(\frac{2\sigma \cdot HT_{sat}}{\rho h_{fg} k} \right) \frac{1}{T_p - T_{sat}}} \right) \quad (16)$$

donde:

- H: es el coeficiente de convección del sistema
- T_{sat} : es la temperatura de saturación del sistema
- T_p : es la temperatura de la pared correspondiente el sitio en cuestión
- ρ : es la densidad del líquido
- h_{fg} : es el calor latente del cambio de fase
- k : es el coeficiente de conducción correspondiente a la fase fluida

En la Ec. (16) el coeficiente de convección se calcula utilizando la temperatura media de la superficie del calefactor

4 RESULTADOS

En la Fig. 3 se muestra la evolución temporal de los radios de algunas burbujas en crecimiento seleccionadas. Dichas burbujas se encuentran adheridas a la cara superior del calefactor hasta que se cumple la condición necesaria para el desprendimiento. Puede verse que cuando esto ocurre, en la mayoría de los casos comienza a crecer otra burbuja desde $R=0$, aunque en otros se produce algún período de latencia hasta que el sitio es capaz de comenzar

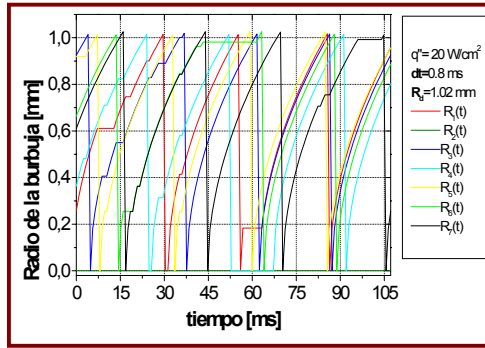


Fig 3: $R_{(t)}$ para las burbujas en crecimiento

a producir vapor. En la figura se observa cómo mientras algunos sitios se activan fácilmente otros nunca lo hacen. Algunos se mantienen activos durante algunos instantes pero luego no llegan a crear una burbuja entera sino hasta después de varios pasos de tiempo. Cuando una burbuja alcanza el radio de desprendimiento, ésta deja de estar adherida al calefactor. Esto se aprecia por la brusca caída del valor del radio hasta alcanzar el valor nulo. Es entonces que la burbuja comienza a desenvolverse de acuerdo a las reglas de los autómatas geométricos.

También se puede notar que el ritmo con el cual crecen las burbujas mientras están adheridas a la pared del calefactor (Pendiente de $R_{(t)}$) no es para todas el mismo, sino que depende del sitio en cuestión y del tiempo. Es decir que si bien el mecanismo por el cual se produce la transferencia es el mismo, ésta se produce con diferencias básicas que se pueden atribuir a la interacción del sitio con otras celdas adyacentes y a la acción de las burbujas libres sobre el calefactor.

A continuación se muestra la distribución de tamaños de las burbujas libres para la misma configuración anterior pero con menor potencia ($q''=10 \text{ W/cm}^2$, $R_{\text{desp}}=1.02 \text{ mm}$, $R_{\text{crit}}=1.8 \text{ mm}$)

De acuerdo al histograma obtenido (Fig. 4 a) se puede decir que el flujo está caracterizado por burbujas del tamaño que tienen al desprenderse. Por esto se puede graficar el perfil de vacío utilizando sólo las coordenadas de posición de las burbujas dentro del canal (Fig. 4 b). El perfil obtenido concuerda con un patrón de flujo de tipo *bubbly* de fracción de vacío bajo, en un canal vertical con flujo ascendente¹³. Este efecto está relacionado con que los autómatas en las paredes tienen menos grados de libertad que las del interior del canal ya que tienen todo un conjunto de estados prohibidos por las reglas impuestas. Por esto, al moverse de

aleatoria y con poca interacción entre ellos, si alcanzan zonas cercanas a las paredes, tienen

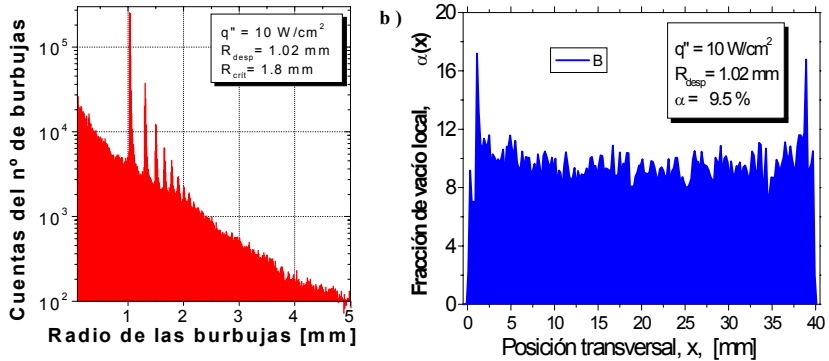


Fig 4: Histograma de las burbujas y fracción de vacío local

buenas chances de permanecer un cierto tiempo allí, lo que se traduce en un aumento de la fracción de vacío local en las proximidades de las paredes.

4.1 Comienzo de la ebullición nucleada

Se simuló 60 s de ebullición, con un paso temporal de 0.8 ms; se varió la potencia entregada por el calefactor hasta obtener la activación de los primeros sitios de nucleación. El menor flujo de calor que resultó en la producción de burbujas fue de 0.25 W/cm^2 . Como puede verse en la figura 5 a) y b), a esa potencia sólo unos pocos sitios fueron capaces de generar gas. En el mapa tridimensional, tanto la altura de un cierto punto como el color indican su temperatura.

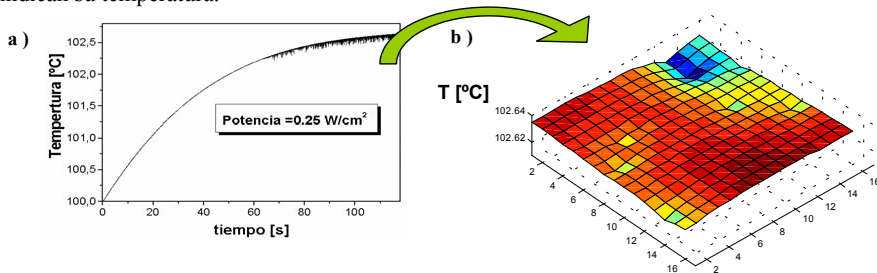


Fig 5: Distribución espacial y temporal de la temperatura de los sitios

Esto se debe a que las temperaturas alcanzadas en las celdas que contenían cavidades no era muy elevada (en las que se supuso la existencia de gas necesaria para la activación mediante el mecanismo propuesto). Sin embargo, debido en parte al elevado coeficiente de

conducción del calor que posee el cobre, la generación de vapor provoca que se enfríe toda una cierta zona de influencia en las cercanías al sitio generador de burbujas.

Esto se puede apreciar claramente en la Fig. 6 donde se muestra un mapa tridimensional de la temperatura del calefactor en el momento en que comienzan a activarse los primeros sitios, para una potencia algo más elevada que la anterior. Puede verse que con unos pocos sitios activos ya se pueda mantener la superficie calefactora con temperatura casi uniforme. La diferencia de temperatura entre las zonas más calientes y las más frías no es siquiera de décimas de grado.

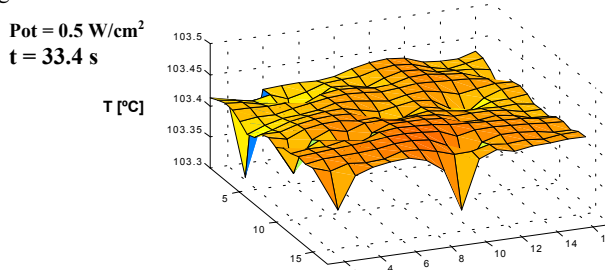


Fig. 6: Distribución espacial de la temperatura en la superficie del calefactor. Notar la influencia de las celdas más frías con las de las de sus alrededores.

5 MECANISMOS DE EXTRACCIÓN DE CALOR

Es interesante observar que al comenzar a formarse una burbuja (mientras está adherida) extrae calor siempre que el sitio este activo. Pero este mismo flujo de calor se traduce en una suave baja de la temperatura de la celda que contiene a dicho sitio. Esto corresponde a la extracción de calor por conducción a través de la microcapa (modelo de Snyder) En cambio, al desprenderse la burbuja, sí se produce una importante disminución en la temperatura de la celda. Esto es debido al calor que arrastra la burbuja en su desprendimiento, al llevarse consigo parte de la capa límite térmica. Ocupa su lugar líquido frío. Esto se corresponde con el mecanismo detallado por el modelo de Han y Griffith. En general, cuando una burbuja parte, el sitio queda inactivo debido a la disminución local de la temperatura (Fig. 7)

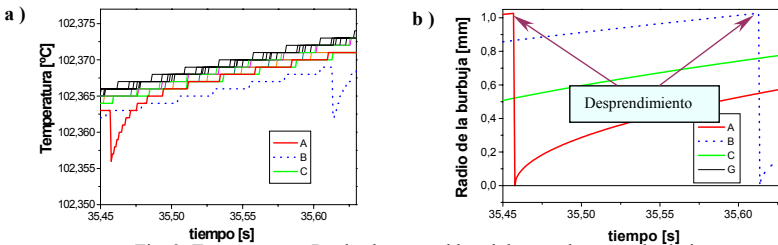


Fig. 9: Temperatura y $R(t)$ de algunas celdas al desprenderse una burbuja

La baja temperatura también influye en la zona cercana, y así es como se observa en la Fig. 7 a) donde la celda A “arrastra” a algunas de las celdas vecinas, ocasionando una caída de sus temperaturas. Al comenzar a recuperar temperatura, el sitio de la celda A vuelve a activarse generando vapor que conducirá al nacimiento de una nueva burbuja.

En la secuencia de imágenes ilustrada en la Fig. 8 se puede observar la evolución global de la temperatura y la influencia de los sitios con sus vecinos. Lo primero que se nota al observar la secuencia, es la escala de tiempos del fenómeno. En el caso analizado, la frecuencia de creación y desprendimiento de las burbujas es cercana a los 0.6 s. En el inicio de la secuencia, se observa a dos sitios activos nucleando respectivas burbujas. Uno de estos sitios tiene asociada una burbuja que desprende exactamente al tiempo $t = 35.456$ s, lo que ocasiona un pronunciado descenso de la temperatura de la celda asociada a dicho sitio y de las celdas vecinas. Inmediatamente después, el sitio queda inactivo pero, pronto se activa nuevamente, creando una nueva burbuja. Se observa que, a medida que transcurre el tiempo, la temperatura de todo el sistema aumenta gradualmente pero la de los dos sitios generadores de vapor se mantienen sensiblemente más baja. Aunque la celda de la burbuja recién desprendida llegó a tener una temperatura de casi una décima de grado menor que la temperatura media del resto del sistema, velozmente se recupera y adquiere un valor apenas inferior a la de sus vecinas. Esto se debe a la gran conductividad térmica del cobre, material del calefactor.

Al nuclear las burbujas se puede observar la zona de influencia que tiene cada sitio. Si se tiene en cuenta que cada celda tiene 2.5 mm de lado se observa que una cavidad activa puede interferir e incluso inhibir la nucleación de sitios ubicados a varios centímetros de ella. Otra vez esto es consecuencia de la conductividad del cobre. También se distingue la interferencia entre los dos sitios activos. Este mismo efecto es mayor a potencias más altas, dado que se establece un número mucho mayor de sitios activos.

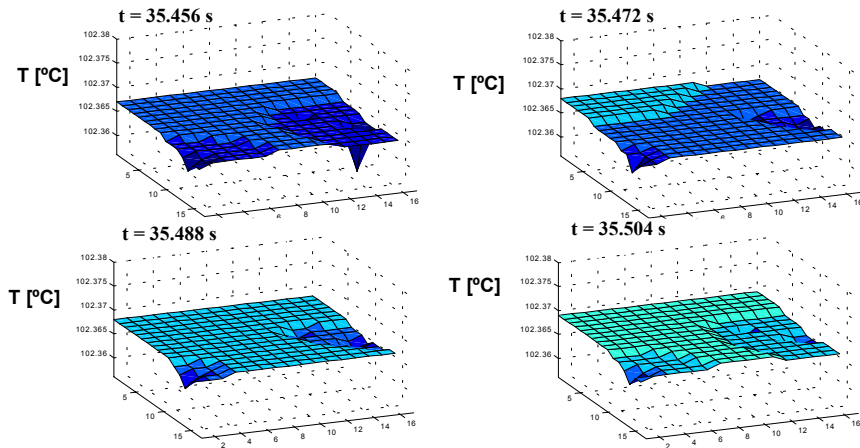


Fig. 8: Secuencia de la distribución de la temperatura al comienzo de la nucleación.

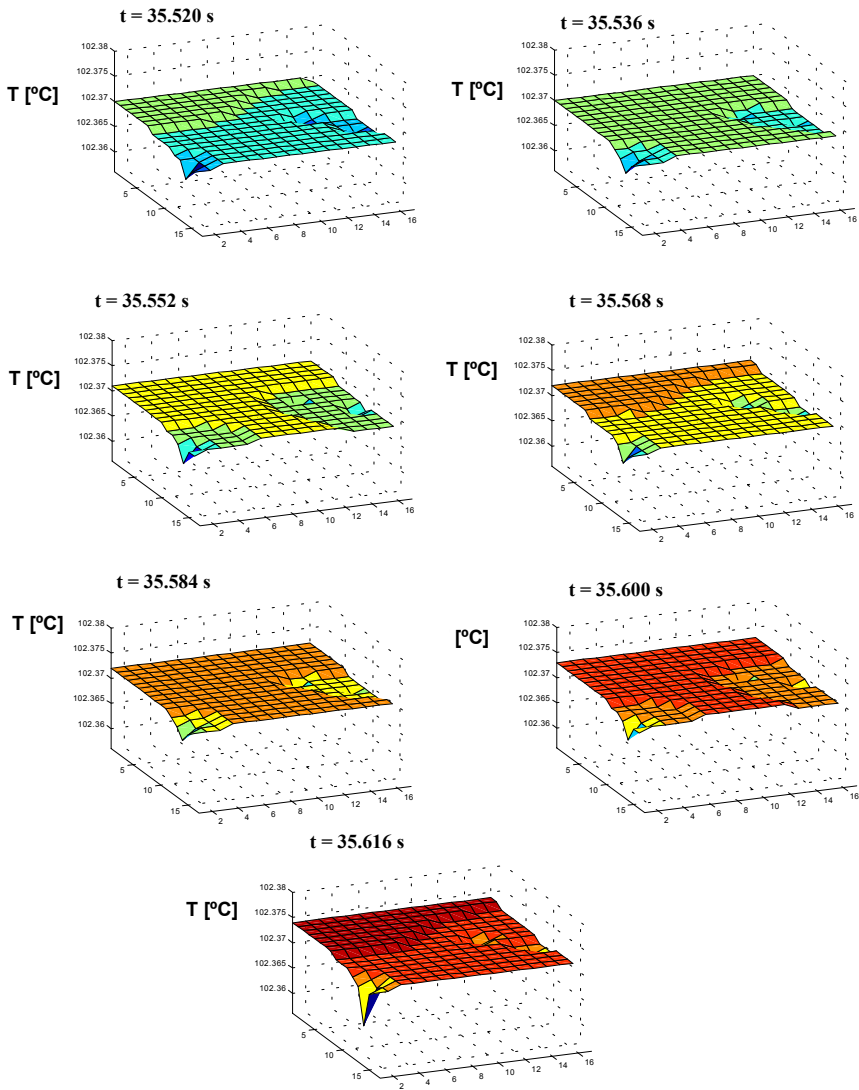


Fig. 8 (continuación): Secuencia de la distribución de la temperatura al comienzo de la nucleación.

6 FLUJO CRÍTICO DE CALOR (CHF)

Se sabe que el flujo crítico de calor es un fenómeno estadístico, que no se produce siempre en el mismo instante, ni siquiera a la misma potencia, no importa cuan bien se cuiden todos los parámetros de control del experimento. Esta característica hace que se deban tener muchas precauciones a la hora de establecer los criterios de seguridad de diseño de un sistema que trabaje con ebullición con altos niveles de flujo de calor. Los fenómenos aleatorios involucrados en el flujo crítico pueden ser la turbulencia, las inestabilidades propias de la dinámica del flujo, las interacciones entre los procesos de transferencia térmica en las cercanías del calefactor, y la misma topología variante de las interfaces líquido-vapor.

Para estudiar esta característica se simuló la evolución temporal del canal vertical con diferentes valores de potencia entregada por el calefactor. El rango de la potencias estudiadas abarcó desde los 100 W/cm^2 hasta los 150 W/cm^2 . Cada ejecución del código correspondía a un experimento de 60 s de duración y el paso temporal utilizado fue de 0.8 ms. Se encontró que para algunos valores de potencia el sistema ocupaba un estado en el cual todas las temperaturas comenzaban a crecer indefinidamente. La potencia más baja a la que se pudo obtener este estado fue de 123 W/cm^2 . Pero de los resultados obtenidos para dicha potencia, sólo en el 16 % de los casos se llegó a esa condición. En la Fig. 9 se pueden observar las diferentes temperaturas y el instante en que se dan las condiciones para llegar al estado que podemos asociar al flujo crítico.

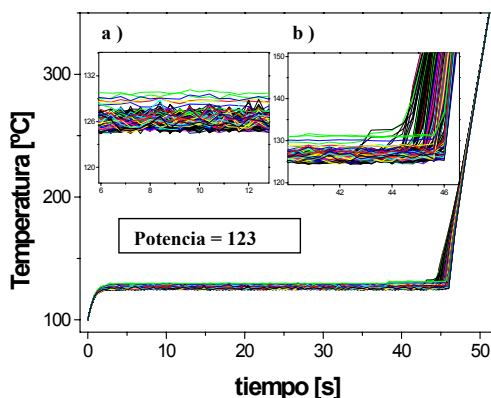


Fig. 9: Temperatura de las celdas superficiales del calefactor para un flujo de calor de 123 W/cm^2 en la que se llegó al estado asociado al flujo crítico de calor. a) Detalle de las perturbaciones. b) Detalle de la perturbación que da origen al flujo crítico de calor y su posterior desenlace.

Se observan las continuas oscilaciones en la temperatura de cada celda aún en el período que podría denominarse estado estacionario. Son este tipo de oscilaciones las que desencadenan al fenómeno del flujo crítico.

Una característica notable es la velocidad con que se desarrolla una vez iniciado el

fenómeno de flujo crítico. Desde el comienzo hasta que todo el sistema queda virtualmente aislado apenas si transcurren algunos segundos.

Como ya se ha mencionado, la aparición del fenómeno de flujo crítico de calor no es totalmente predecible sino que se presenta con una cierta probabilidad para cada valor establecido de potencia. Se analizó la evolución del sistema con diferentes niveles de potencia suministrada comprendidos entre los 100 W/cm^2 y los 160 W/cm^2 . Para cada una de las potencias intermedias se realizaron múltiples experimentos para estudiar la probabilidad de ocurrencia del fenómeno. De acuerdo a lo que indicaban los desarrollos experimentales, se encontró que el flujo crítico no se establece siempre a partir de la misma potencia, sino que sólo se puede asegurar que a esa potencia se tiene una cierta chance de que ocurra el fenómeno estudiado.

El resultado que confirma lo anterior se puede observar en la Fig. 10 en donde se muestran las probabilidades encontradas para las potencias más relevantes.

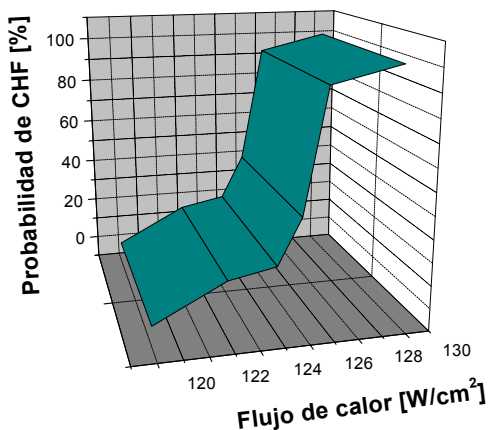


Fig. 10: Probabilidad de ocurrencia del CHF para distintas potencias suministradas

Para obtener la probabilidad en cada punto de la curva anterior fue necesario simular entre 6 y 26 veces cada valor de la potencia para obtener una estadística adecuada.

Este resultado es muy importante porque significa que el sistema simulado con autómatas está captando la naturaleza estocástica que, se sabe, caracteriza al fenómeno de estudio.

6.1 Cambios en la topología del flujo

Se estudió cómo cambia la topología del flujo al cambiar la potencia disipada por el calefactor. En las Fig. 11 y 12 se muestra la evolución de dos parámetros característicos del sistema: el área interfacial y el volumen de gas.

Ambas cantidades se midieron en el volumen de control colocado inmediatamente encima

de la superficie calefactora. Dicho volumen de control tiene la misma sección que el canal y un volumen de 8 cm^3 .

Al comienzo del proceso de calentamiento se establecen numerosas burbujas individuales (caracterizado por una gran superficie interfacial en relación al volumen de gas)

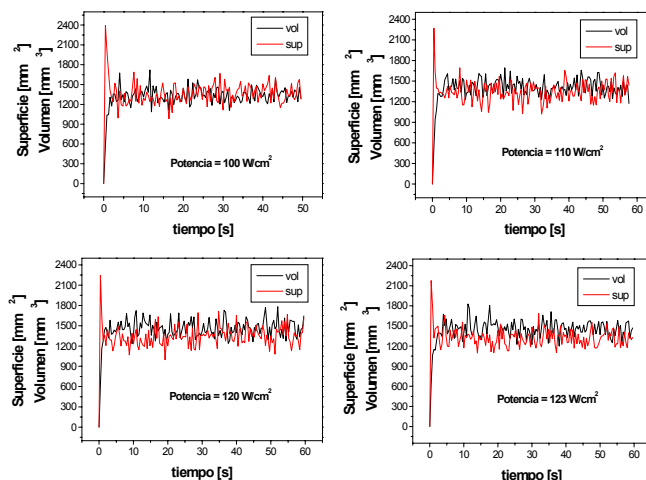


Fig. 11: Evolución temporal del área interfacial y el volumen de gas para diferentes potencias

A medida que continúa el calentamiento, aumenta la producción de gas al activarse más y más sitios de nucleación. Esto provoca un aumento en la tasa de coalescencia entre las burbujas, lo que da origen a una menor relación entre el área interfacial y la fracción de vacío. El tamaño medio de las burbujas entonces aumenta. Ha pasado el período transitorio.

En la Fig. 11 puede notarse que a medida que aumenta el flujo de calor disminuye la relación entre el área interfacial y la fracción de vacío.

Esto se debe al mismo efecto antes mencionado: al aumentar la producción de vapor, aumenta la tasa de coalescencia y entonces el patrón de flujo se compone de burbujas de mayor tamaño.

En la Fig. 12 se muestran casos en los que se ha producido el fenómeno de flujo crítico de calor. Inicialmente todos estos casos se comportan de igual manera que los analizados anteriormente.

La diferencia más significativa radica en el instante anterior al desenlace del flujo crítico de calor. Justo antes de producirse este fenómeno el flujo cambia rápidamente su topología.

Esto se observa inmediatamente al observar cómo disminuye el área interfacial mientras que el volumen de vapor se mantiene prácticamente en el mismo valor. Esto recuerda la idea de Kutateladze que impulsaba la relación entre la aparición del flujo crítico de calor y un cambio drástico en la geometría de la superficie interfacial vapor-líquido. Luego de

producirse el fenómeno, todos los sitios dejan de producir gas y entonces ambas variables estudiadas toman el valor nulo.

Una característica típica del fenómeno de flujo crítico es que una vez alcanzadas las condiciones para su desarrollo, este evoluciona drásticamente. Además, la forma en que se propaga recuerda a un juego de dominó.

Al quedar aislada una celda, la potencia generada por la zona ubicada justo debajo de dicha celda se ve imposibilitada de ser disipada por esta.

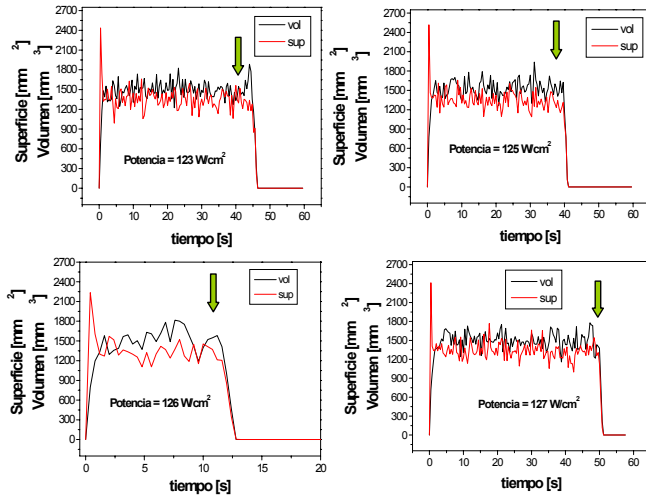


Fig. 12: Evolución temporal del área interfacial y el volumen de gas en casos de CHF

Esto ocasiona que las celdas vecinas sean forzadas a “recibir” ese flujo de calor. Como consecuencia, estas aumentan su temperatura y muy probablemente alguna de ellas verifique la condición de temperatura que origina que esté aislada permanentemente. Si esto se extiende hacia algunas celdas seguramente se desencadene el fenómeno.

Para hacer notar estas características es que se graficó en la Fig. 13 la evolución temporal del fenómeno de flujo crítico en tres dimensiones.

El sistema mostrado evoluciona bajo la influencia de un flujo de calor correspondiente a una potencia de 145 W/cm². Cada imagen corresponde a un paso temporal de 0.2 s. La primera imagen corresponde a los 3.2 s de iniciado el proceso.

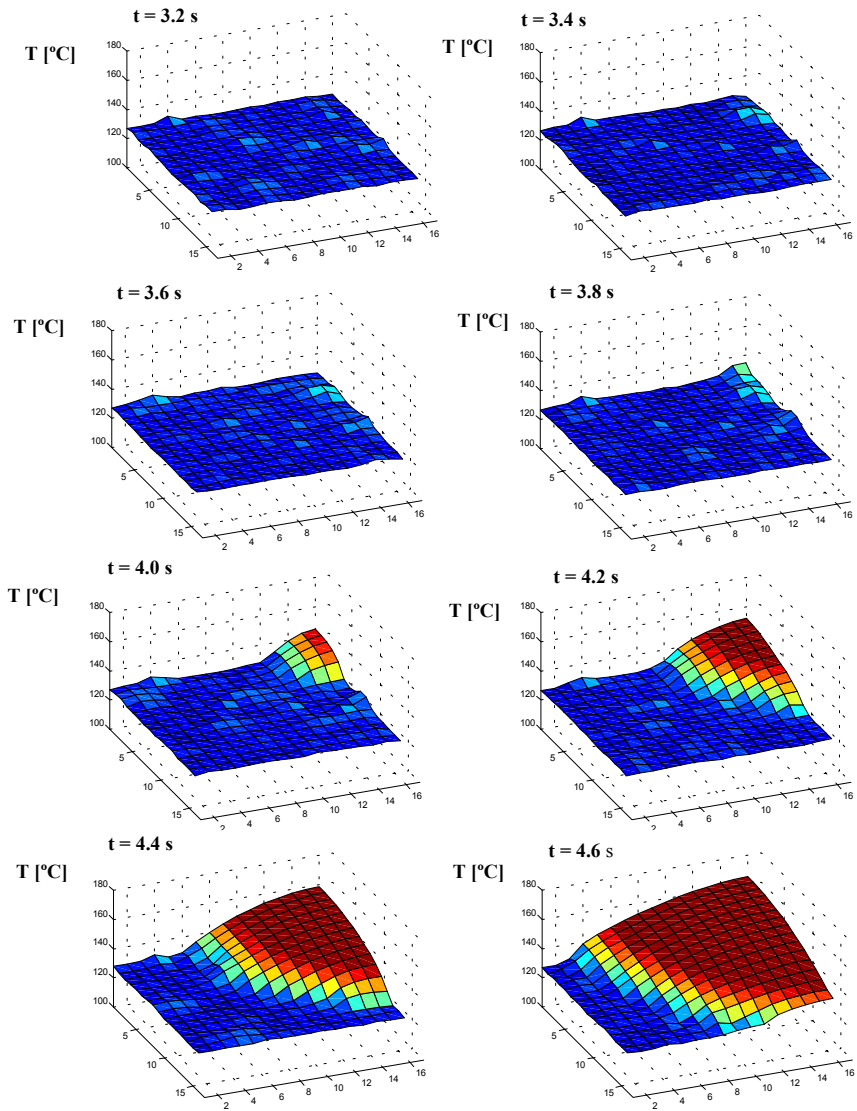


Fig. 13: Secuencia de la aparición del CHF.

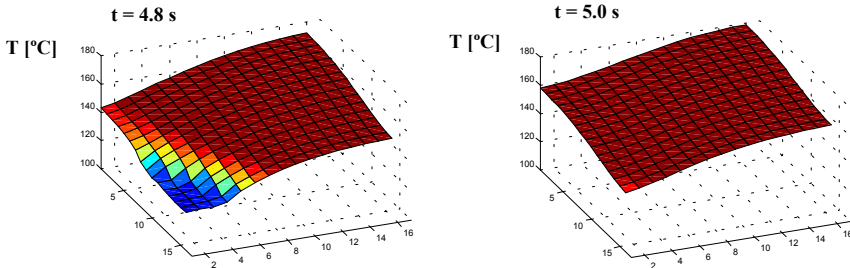


Fig. 13 (continuación): Secuencia de la aparición del CHF.

Puede notarse que la temperatura en toda la superficie es relativamente homogénea hasta que se producen las condiciones que desencadenan el crecimiento de la temperatura. A partir de ahí se propaga el estado desde las zonas adyacentes hasta las más lejanas. Debido a la imposibilidad de poder transferir todo el exceso de calor hacia el fluido mediante los mecanismos antes detallados, la celda en cuestión aumenta la temperatura hasta que llega a determinado valor en que se produce la aislación del mismo. Este evento iniciante sobrecarga a las celdas cercanas que ahora ya no pueden disipar todo el calor necesario para que su propia temperatura no se eleve. Se produce entonces el efecto cascada.

Algo interesante se produce como consecuencia de la condición de contorno en las paredes del calefactor. Dado que se impuso que el sistema estaba aislado en esta zona, si una celda de la frontera por alguna razón aumenta su temperatura (perturbaciones estadísticas, por ejemplo) al tener menor número de celdas vecinas que una celda “interna”, también tiene menos chances de derivar el exceso de flujo de calor. Esto se traduce en que sea más probable que una celda de la periferia inicie el fenómeno.

7 CONCLUSIONES

La idea central de este trabajo fue intentar representar un fenómeno con peculiares características aleatorias, de difícil resolución con las herramientas tradicionales de la simulación computacional.

Se simuló el fenómeno de ebullición en un canal vertical de sección cuadrada con un calefactor en la base. Se representó el flujo bifásico mediante un sistema de autómatas geométricos.

La descripción abarca desde valores bajos de potencia disipada por el calefactor hasta valores tan altos que permitieron alcanzar el fenómeno de flujo crítico de calor.

Se han obtenido resultados que corroboran estar representando correctamente la topología del flujo bifásico y que estimulan la utilización de los sistemas de autómatas para caracterizar diversos problemas con propiedades de interacciones de corto alcance y patrones de alta complejidad.

Se ha podido construir un sistema que utiliza sencillas reglas físicas pero que globalmente

responde satisfactoriamente a disímiles expectativas.

Las reglas utilizadas para la evolución del sistema de autómatas geométricos son todas de corto alcance. Estas son: coalescencia, rotura, desplazamiento, confinamiento y un grupo de reglas que permitieron que los autómatas pudieran nacer (generación de nuevas burbujas) y también interactuaran con el calefactor.

La representación del comienzo de la ebullición y de la aparición del fenómeno de flujo crítico de calor han sido muy buenas.

El haber podido describir satisfactoriamente el flujo crítico de calor utilizando reglas simples clarifica cuáles son los mecanismos relevantes que producen la aparición del mismo.

Se ha comprobado que lo más característico del último fenómeno mencionado es la manera en que se distribuyen las fases en el flujo bifásico. En particular la interacción de las burbujas entre sí y su relación con el medio circundante.

El sistema confirma las ideas de Kutateladze de que el desenlace del flujo crítico está caracterizado por un brusco cambio en la geometría de la interfase gas-líquido en las cercanías del calefactor.

Por último, el hecho de que este fenómeno se desarrolla generalmente a partir de celdas ubicadas en las cercanías de los límites del calefactor (al menos en sistemas con condiciones de contorno de flujo nulo en las paredes) pareciera confirmarse en los resultados de la simulación.

8 REFERENCIAS

- [1] Wallis, G. B. *One dimensional Two-Phase Flow*. Mc Graw-Hill Book Company 1969.
- [2] Zuber N. and Findlay J., Average Volumetric Concentration in Two-Phase Systems, *J. Heat Transfer*, 87, 453-468, 1965.
- [3] Ishii M., *Thermofluid dynamic theory of two-phase flow*, Eyroles, Paris, 1975.
- [4] Clause, A., Bubble population models of gas-liquid flows, *Trends in Heat, Mass & Momentum Transfer*, vol. 3, p.49, 1997.
- [5] Wolfram, S. *Statistical Mechanics of cellular automata*. Review of Modern Physics. 55, p. 601-644, 1983.
- [6] Herrero V., Guido-Lavalle G. and Clause A., Geometrical automata for two phase flow simulation, *Nuclear Engineering and Design* 163, 117-124, 1996.
- [7] McAdams W., *Heat Transmission*, 3rd Edition. McGraw-Hill, New York, 1954.
- [8] Goldstein R., Sparrow E. and Jones D., Natural Convection Mass transfer Adjacent to Horizontal Plates, *Int. J. Heat Mass Transfer* 16, 1025, 1973.
- [9] Lloyd J. and Moran W., *Natural Convection Mass transfer Adjacent to Horizontal Surfaces of Various Platforms*, ASME paper, 4-WA/HT-66, 1974.
- [10] Van Stralen & Cole, R. *Boiling Fenomena*. Mc Graw Hill. Vol. 1 p.130, 1979.
- [11] Lahey, R. T. (Editor), *Boiling Heat Transfer*. Elsevier, 1992.
- [12] Van Stralen & Cole, R. *Boiling Fenomena*. Mc Graw Hill. Vol. 2, 1979.
- [13] Lahey, R. T. (Editor), *Boiling Heat Transfer*. Elsevier, 1992.