

SIMULACIÓN NUMÉRICA DEL FLUJO MULTIFÁSICO TURBULENTO EN UNA CUCHARA SIDERÚRGICA

Ángel L. Zanotti, Carlos G. Méndez, Norberto M. Nigro y Mario Storti

Centro Internacional de Métodos Computacionales en Ingeniería (CIMEC)
INTEC-Universidad Nacional del Litoral-CONICET
Güemes 3450, S3000GLN Santa Fe, Argentina

e-mail: azanotti@intec.unl.edu.ar, web page: <http://venus.ceride.gov.ar/>

Palabras Claves: Flujo Multifásico Turbulento, ASMM, LES.

Resumen. *En el proceso de fabricación de acero por el método de colada continua operaciones de afino son realizadas en cucharas siderúrgicas¹. Con el objetivo de mejorar la calidad del acero producido se desarrollan simulaciones numéricas del flujo multifásico turbulento en estas cucharas. Asumimos que en dichas operaciones coexisten tres fases: dos fases líquidas (metal fundido y escoria), y una fase gaseosa dada por el argón inyectado a través de tapones porosos situados en la base de la cuchara.*

En la simulación numérica un modelo ASMM (Algebraic Slip Mixture Model)² es utilizado para describir las condiciones de flujo, en el cual se asume como fase continua al metal líquido, existiendo dos fases dispersas dadas por la escoria y el argón. Este método nos permite determinar el flujo del fluido en la región acero/escoria (fundamental desde el punto de vista metalúrgico), siendo posible predecir la cantidad de escoria dispersa en el acero para la región adyacente a la interfaz acero/escoria.

Un modelo LES (Large Eddy Simulation)-Smagorinsky es empleado para resolver la turbulencia del flujo multifásico, analizando en este trabajo la influencia de dicho modelo sobre los resultados obtenidos.

Se han obtenido resultados para diferentes regímenes de agitado, comparando los mismos con ensayos experimentales y los resultados de simulaciones numéricas realizadas por Jonsson³.

1 INTRODUCCIÓN

El presente trabajo está orientado a la resolución de flujos multifásicos existentes en las operaciones de afino de acero que tienen lugar en **cucharas siderúrgicas**¹ durante el proceso de fabricación de acero por el método de colada continua (Fig. 1), donde coexisten dos fases líquidas, *metal fundido* y *escoria*, y una fase gaseosa, dada por el *argón* inyectado a través de un tapón poroso situado en la parte inferior de la cuchara, cuya finalidad es el agitado de la masa de acero líquida. La inyección de argón en el baño de acero líquido permite incrementar las tasas de reacción, eliminar gradientes térmicos y/o de composición y remover partículas.

Durante la operación de la cuchara, los caudales de trabajo pueden ser muy diferentes dependiendo de la tarea a realizar. Por lo tanto podemos separar al proceso de agitado en dos tipos en función del caudal de argón a inyectar, **agitado fuerte** y **agitado débil**. El primero tiene como finalidad incrementar el grado de reacción entre la escoria y el acero líquido, encontrándose la escoria en forma de una fina capa que flota por sobre la masa de acero líquido. Durante el **agitado fuerte** tenemos atrape de escoria en el acero, por lo tanto para esta operación es primordial conocer en forma precisa el patrón de velocidades del líquido para poder predecir el atrape de escoria.

En el **agitado débil** las finalidades pueden ser muy diversas, desde la homogenización térmica y/o química del acero, hasta la remoción de inclusiones, por lo que en este régimen también es necesario poder predecir con exactitud el patrón de velocidades del líquido pero se le suma ahora la necesidad de conocer la distribución de la burbujas de gas y la velocidad con la cual estas ascienden.

Una profunda revisión de modelos físicos, modelos matemáticos y combinación de éstos fue realizada por Mazumdar y Guthrie¹. Estos autores concluyeron que la mayoría de las predicciones numéricas han sido comparadas con resultados experimentales obtenidos a partir de la utilización de modelos de agua (dos fases). También encontraron que los modelos numéricos que incluyen a la escoria son escasos.

Para la resolución matemática de flujos multifásicos se suelen emplear tres aproximaciones que a continuación se describen:

- *Modelo Homogéneo*

En este caso se resuelve las ecuaciones de flujo de fluidos viscosos incompresibles para la mezcla y una ecuación para estimar la fracción de vacío de la fase dispersa asumiendo que ésta se mueve con la misma velocidad que la fase continua.

- *Modelo Algebraico*

A diferencia del modelo anterior se asume que la fase dispersa tiene su propia velocidad, que se puede estimar de diferentes formas. Normalmente una de ellas es asumir que esta alcanza instantáneamente su velocidad límite medida en *condiciones ideales*, es decir como una burbuja rígida y aislada. Otras posibles estimaciones introducen diferentes fuerzas de interacción entre fases y para calcular la velocidad de deslizamiento se establece un equilibrio de las mismas, por lo que se desprecian los efectos de inercia y viscosos de las ecuaciones de cantidad de movimiento de la fase dispersa. Este modelo equivale a reemplazar las ecuaciones

diferenciales de balance de cantidad de movimiento lineal por una ecuación algebraica no lineal para la velocidad de la fase dispersa. Para una descripción detallada del modelo algebraico ver el trabajo desarrollado por Manninen et al.².

- *Modelo Multifluido*

A diferencia del anterior la velocidad de la fase dispersa se calcula resolviendo las ecuaciones diferenciales de balance de su cantidad de movimiento lineal. Es decir, las ecuaciones de cada fase forman un sistema de ecuaciones de Navier-Stokes con la particularidad que la fracción de vacío participa activamente en las ecuaciones y aparecen términos fuentes de interacción entre fases (fuerzas internas). Esta particularidad hace el problema muy duro de resolver desde el punto de vista numérico. Otra dificultad numérica aparece por el hecho que el sistema de ecuaciones no puede ser puesto en forma conservativa. Por otro lado estamos frente a un problema mal puesto desde el punto de vista matemático^{4,5,6}, lo que ha motivado a un exhaustivo trabajo en esta área (aún en la actualidad no está cerrado el tema). Estas dos últimas características expuestas, hacen que en su conjunto no se pueda discernir si los inconvenientes que surgen durante las implementaciones devengan de problemas de índole numérica o bien matemática.

Una forma que hace posible resolver problemas como los que se pretenden resolver en el presente trabajo y a la que recurren la mayoría de los códigos comerciales, es mediante el agregado de términos adicionales de interacción entre fases; un extensivo estudio es realizado por Drew and Passman⁷.

Estos términos de interacción, justificados físicamente, intentan agregar términos a las ecuaciones que mejoren la postura matemática del problema. Entre ellos podemos citar:

- Fuerzas de drag.
- Fuerzas de lift.
- Fuerzas de masa virtual.
- Fuerzas de dispersión turbulenta.
- Fuerzas de presión interfacial.

Cada uno de estos términos se modelan y de estos modelos surgen coeficientes de ajuste que tienen un cierto rango de valores no muy bien precisados aún.

En virtud de lo expresado y luego de haber implementado un modelo multifluido que tiene escasa robustez y dado que la sensibilidad de los resultados con los coeficientes de ajuste de los modelos es muy importante⁸, hemos decidido que para el presente problema donde dominan las fuerzas de flotación⁹, y donde las condiciones de trabajo industriales son rigurosas en lo que respecta a la robustez que debe presentar el código, la alternativa más propicia para la resolución de este problema sea la de un modelo algebraico.

A todo lo anterior se le agrega que normalmente el flujo es de carácter turbulento con lo cual se precisa un modelo para el tensor de tensiones de Reynolds como cierre del sistema. En este trabajo hemos usado un modelo de grandes escalas (*Large Eddy Simulation* o LES) y esta implementación fue realizada en nuestro código paralelo de elementos finitos PetscFem (ver <http://www.cimec.org.ar/petscfem>).

El presente trabajo ha sido formulado de manera tal que en una primera instancia se valida el modelo algebraico haciendo uso de un modelo físico en frío (estos modelos son comúnmente utilizados en la industria siderúrgica para desarrollos). Luego de superada esta etapa se aborda el problema siderúrgico, haciendo particular hincapié en el fenómeno de atrape de escoria.

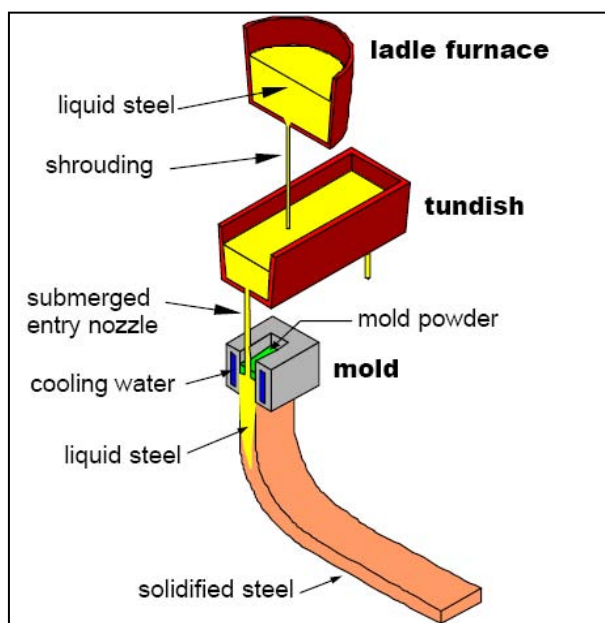


Figura 1.- Esquema del proceso de fabricación de acero por el método de Colada Continua.

2 FORMULACIÓN MATEMÁTICA DEL MODELO DE MEZCLA

El modelo de mezcla es una simplificación del modelo multifluido. El mismo puede ser aplicado a casos especiales de flujo multifásico, donde la fase dispersa responde en un intervalo pequeño de tiempo y para una corta distancia a los cambios en la velocidad de la fase continua, lo que equivale a decir que debe existir un fuerte acoplamiento entre las fases.

Consideramos una mezcla de n fases, donde asumimos que una de las fases es un fluido continuo, indicado con el subíndice c . Las fases dispersas pueden comprender partículas, burbujas o gotas, denotando con el subíndice k a la fase k -ésima.

En esta aproximación la ecuación de continuidad y cantidad de movimiento son escritas para la mezcla de la fase continua y las fases dispersas. Las concentraciones de las fases dispersas son resueltas mediante su correspondiente ecuación de continuidad, aproximando la ecuación de cantidad de movimiento para cada una de las fases dispersas por medio de expresiones algebraicas.

2.1 Modelo de Dos Fluidos

Las ecuaciones del flujo multifásico pueden ser escritas en numerosas formas. Éstas pueden ser derivadas por un promedio temporal¹⁰, espacial¹¹, de conjunto¹² o por cualquier combinación de estos. En cualquier caso las ecuaciones resultantes contienen básicamente los mismos términos.

Para el desarrollo del modelo de mezcla partimos del modelo de dos fluidos, el cual se obtiene por promediado de conjunto de las ecuaciones de conservación exactas para cada fase en un flujo multifásico⁷ arribando al sistema de ecuaciones siguiente:

$$\partial_t (\alpha_k \bar{\rho}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \bar{\mathbf{u}}_k) = \Gamma_k, \quad (1)$$

$$\partial_t (\alpha_k \bar{\rho}_k \bar{\mathbf{u}}_k) + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\rho}_k \bar{\mathbf{u}}_k \otimes \bar{\mathbf{u}}_k) = -\alpha_k \nabla \bar{p}_k + \nabla \cdot (\alpha_k \bar{\boldsymbol{\tau}}_k) + \alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{g} + \mathbf{M}_k, \quad (2)$$

donde α_k , $\bar{\rho}_k$ y $\bar{\mathbf{u}}_k$ son la fracción de volumen, densidad promedio y velocidad promedio para la fase genérica k . La barra “-” sobre las variables dependientes representan el operador de promediado. En la Ec. 2, $\bar{\boldsymbol{\tau}}_k$ es el tensor de tensiones total, cuya expresión está dada por,

$$\bar{\boldsymbol{\tau}}_k = \bar{\boldsymbol{\tau}}_k^D + \boldsymbol{\tau}_k^{\text{Re}}, \quad (3)$$

donde $\bar{\boldsymbol{\tau}}_k^D$ es la componente desviadora del tensor de tensiones y $\boldsymbol{\tau}_k^{\text{Re}}$ el tensor de tensiones de Reynolds. Para el presente trabajo asumimos que no existe diferencia de presiones entre las fases ($\bar{p}_k = \bar{p}$, $\forall k$), siendo la misma considerada válida excepto en el caso de burbujas expansivas¹³. A continuación se omite la barra sobre las variables por simplicidad.

2.2 Ecuaciones de Balance para la Mezcla

Desde las ecuaciones de continuidad y cantidad de movimiento Ecs. 1 y 2 para la fase genérica k , nosotros obtenemos por sumatoria de las respectivas ecuaciones sobre todas las fases, la ecuación de continuidad y cantidad de movimiento para la mezcla,

$$\partial_t (\rho_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) = 0, \quad (4)$$

$$\partial_t (\rho_m \mathbf{u}_m) + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m \otimes \mathbf{u}_m) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_m + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_{Dm} + \rho_m \mathbf{g}. \quad (5)$$

A continuación definimos las cantidades para la mezcla,

$$\begin{aligned} \rho_m &= \sum_{k=1}^n \alpha_k \bar{\rho}_k; & \mathbf{u}_m &= \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=1}^n \alpha_k \bar{\rho}_k \bar{\mathbf{u}}_k \\ \boldsymbol{\tau}_m &= \sum_{k=1}^n \alpha_k \bar{\boldsymbol{\tau}}_k; & \boldsymbol{\tau}_{Dm} &= -\sum_{k=1}^n \alpha_k \bar{\rho}_k \mathbf{u}_{Mk} \otimes \mathbf{u}_{Mk} \end{aligned}, \quad (6)$$

donde $\mathbf{u}_{Mk} = \bar{\mathbf{u}}_k - \mathbf{u}_m$ representa la velocidad de difusión, o sea es la velocidad de la fase k relativa al centro de masa de la mezcla. En el presente modelo de mezcla el tensor de tensiones total es aproximado asumiendo que se comporta en forma análoga a un fluido de una sola fase, con parámetros para la mezcla definidos como:

$$\begin{aligned} \mu_{efm} &= \sum_{k=1}^n \alpha_k \mu_k + \mu_{Tm} \\ \boldsymbol{\tau}_m &= \mu_{efm} \left(\nabla \mathbf{u}_m + (\nabla \mathbf{u}_m)^T \right) \end{aligned} \quad (7)$$

2.3 Ecuaciones de Balance de Masa para las fases Dispersas

En nuestro sistema de n fases consideramos la presencia de una fase continua y $n-1$ fases dispersas. En el caso del presente trabajo tendremos una fase continua, la formada por el acero líquido y dos fases dispersas, el gas y la escoria (subíndices g y es respectivamente). Para las fases dispersas el modelo algebraico plantea que las velocidades de las mismas alcanzan sus valores límites y por tanto no se resuelven las ecuaciones de cantidad de movimiento de cada una de las mismas. Entonces, se debe plantear una ecuación algebraica que nos exprese el valor de la velocidad de las fases dispersas en términos de la velocidad de la mezcla que conocemos. Una vez que estas velocidades son definidas quedan por satisfacer los balances de masa, escritos de la siguiente forma,

$$\begin{aligned} \partial_t (\alpha_g \bar{\rho}_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \bar{\rho}_g \mathbf{u}_g) &= \nabla \cdot \left(\bar{\rho}_g \frac{V_{Tm}}{Sc} \nabla \alpha_g \right) \\ \partial_t (\alpha_{es} \bar{\rho}_{es}) + \nabla \cdot (\alpha_{es} \bar{\rho}_{es} \mathbf{u}_{es}) &= \nabla \cdot \left(\bar{\rho}_{es} \frac{V_{Tm}}{Sc} \nabla \alpha_{es} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

donde las expresiones algebraicas están dadas por,

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_g &= \mathbf{u}_m + u_g^{slip} \mathbf{e}_z \\ \mathbf{u}_{es} &= \mathbf{u}_m + u_{es}^{slip} \mathbf{e}_z \end{aligned} \quad (9)$$

Cabe acotar como vimos, que las Ecs. 1 y 2 son obtenidas por promediado de conjunto, donde según lo expuesto por Lopez de Bertodano¹⁴ y Buscaglia et al.¹⁵, este promediado es realizado sobre escalas de movimiento menores o igual a la distancia entre burbujas. Por lo tanto es necesario realizar un segundo promediado con el objeto de tener en cuenta escalas de movimiento mayores a la distancia entre burbujas. El segundo promediado da lugar a un nuevo término que surge del término convectivo de la ecuación de masa y representa la difusión de la fase debido a la turbulencia. Dicho término es modelado para cada fase por el miembro derecho de Ec. 8, donde aparecen tanto la viscosidad turbulenta de la mezcla como así también el número adimensional de Schmidt Sc .

Shirabe¹⁶ demostró que el número adimensional de Schmidt es aproximadamente igual a la

unidad para partículas de escoria en el acero. Por lo tanto nosotros asumimos $Sc_{es} = Sc_g = 0.83$.

En este trabajo las velocidades de deslizamiento de las fases dispersas respecto a la mezcla son constantes y determinadas según el diámetro de burbuja más representativo del problema.

Para la escoria la hipótesis de ser una fase dispersa es más discutida, la misma tiende a estratificarse y a flotar en la superficie de la cuchara, razón por la cual su velocidad de deslizamiento debe corregirse. En este trabajo hemos usado un factor $\beta = 1 - \bar{\rho}_{es} / \rho_m$ que tiende a anular a la velocidad de deslizamiento cuando la mezcla es mayoritariamente escoria.

Por lo tanto el problema consiste en resolver las ecuaciones Ecs. 4, 5 y 8 para las incógnitas:

$$U = (p, \mathbf{u}_m, \alpha_g, \alpha_{es}), \quad (10)$$

en el espacio y en el tiempo como variables independientes. Para calcular las propiedades de la mezcla necesitamos la fracción de vacío de la fase continua. Esta se obtiene usando la restricción algebraica $\alpha_g + \alpha_{es} + \alpha_{ac} = 1$.

2.4 Modelo de turbulencia

Los modelos LES (Large Eddy Simulation)¹⁷ forman una familia de modelos de turbulencia, donde el modelo de Smagorinsky es uno de los más utilizados.

En este modelo definimos la viscosidad cinemática turbulenta como:

$$\nu_{Tm} = C_s \Delta h^2 \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}_m) : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}_m)}, \quad (11)$$

con la constante de Smagorinsky igual a $C_s = 0.18$, siendo Δ una función de amortiguamiento para reducir la cantidad de viscosidad turbulenta en la vecindad de objetos sólidos inmersos en el flujo del fluido. Con h siendo el tamaño de la grilla, actuando como parámetro de corte que determina las escalas de la turbulencia a ser resueltas. Las escalas que están por debajo del h de la malla son modeladas. Una de las principales ventajas de los modelos **LES** es que la viscosidad adicionada tiende a reducirse cuando la malla es refinada, y en el límite de **DNS** (Direct Numerical Simulation) la viscosidad tiende a cero.

Finalmente $\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}_m) : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}_m)$ representa la traza del tensor velocidad de deformación haciendo a la viscosidad turbulenta un parámetro local.

2.5 Modelo numérico

Las ecuaciones de la mezcla son similares a aquellas que se resuelven en el caso de flujo viscoso incompresible a una fase a menos de la existencia de un término temporal para la densidad de la mezcla en la ecuación de continuidad y del término correspondiente al tensor de difusión por la diferencia de velocidades entre cada fase y la mezcla. En este trabajo se usó para resolver las ecuaciones para la mezcla un esquema tipo **SUPG-PSPG**. Mientras que para las ecuaciones de transporte de las fases se usó un esquema estándar **SUPG**.

3 VALIDACIÓN DEL CÓDIGO COMPUTACIONAL

Gran parte de los ensayos experimentales realizados con la finalidad de reproducir las condiciones del flujo en una cuchara siderúrgica se efectúan haciendo uso de modelos físicos en frío. La razón se debe a que en modelos físicos en caliente las elevadas temperaturas y la atmósfera altamente corrosiva del medio hacen que la vida útil de las sondas utilizadas para relevar las características de las burbujas sea extremadamente corta tal como reporta Iguchi¹⁸.

Debido a la escasez de resultados experimentales en modelos en caliente, nosotros hemos optado por emplear un modelo físico en frío para validar el código computacional. En este trabajo utilizamos los resultados experimentales obtenidos por Anagbo y Brimacombe¹⁹, en un modelo físico en frío (agua-aire) a escala 1/6 de una cuchara siderúrgica de 150 tn. El modelo consiste de un tanque cilíndrico de PLEXIGLAS de 500 mm de diámetro que contiene agua desionizada hasta una altura de 400 mm medidos desde la base del tanque. El tanque cuenta con un tapón poroso ubicado en el centro de la base por el cual se inyecta el aire.

3.1 Modos de dispersión del Gas

Como es posible observar en la Fig.2, la pluma que se genera por sobre el tapón poroso presenta ciertas características para diferentes caudales volumétricos.

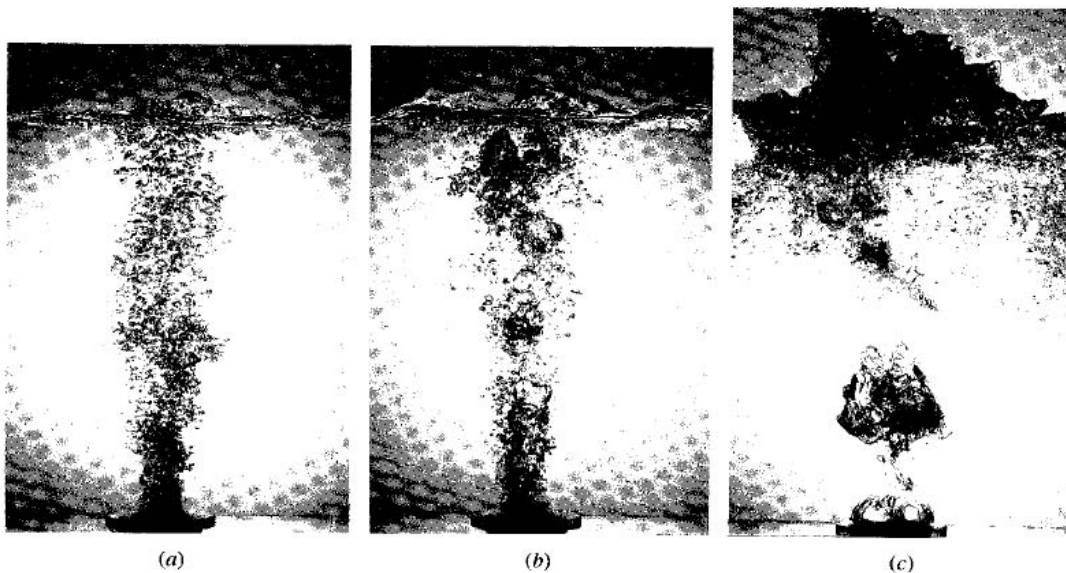


Figura 2.- Modos de dispersión del gas en tapones porosos: a) burbujas discretas, b) coalescencia incipiente, c) coalescencia (Fotos extraídas de Anagbo y Brimacombe¹⁷).

Conforme se incrementa el caudal de gas suministrado al tapón, podemos distinguir tres modos de dispersión del gas (Fig. 2). Siendo que dichos modos guardan relación con la frecuencia axial de las burbujas, se utiliza esta última para caracterizar el modo de burbujeo:

- **Modo de burbujas discretas:** este modo comprende el rango 0-14 $\text{cm}^3/\text{s cm}^2$ de caudal de gas por unidad de superficie del tapón. Como es posible observar en la Fig. 3, entre los 0-8 $\text{cm}^3/\text{s cm}^2$ la frecuencia de burbujeo aumenta con el caudal, esto es debido a la activación de poros del tapón con el aumento del suministro de gas. Entre los 8 y 14 $\text{cm}^3/\text{s cm}^2$ la frecuencia se mantiene aproximadamente constante, este rango corresponde al rango de burbujas discretas completamente desarrollado.
- **Modo de coalescencia incipiente:** entre los 14 y 40 $\text{cm}^3/\text{s cm}^2$ se comienzan a formar clusters de burbujas, algunos de los cuales coalescen en pequeños paquetes, provocando una reducción en la frecuencia. El fenómeno se intensifica hasta los 40 $\text{cm}^3/\text{s cm}^2$ donde la frecuencia se vuelve estable con el caudal.
- **Modo de coalescencia:** corresponde a valores de caudal específico superiores a 40 $\text{cm}^3/\text{s cm}^2$. En este modo una gran burbuja se forma sobre el tapón cubriéndolo por completo. Durante su ascenso la burbuja se inestabiliza rompiéndose en burbujas más pequeñas. La frecuencia permanece constante con el caudal reduciéndose con la altura debido a la expansión de la pluma y al aumento de la cantidad de líquido en la zona de dos fases.

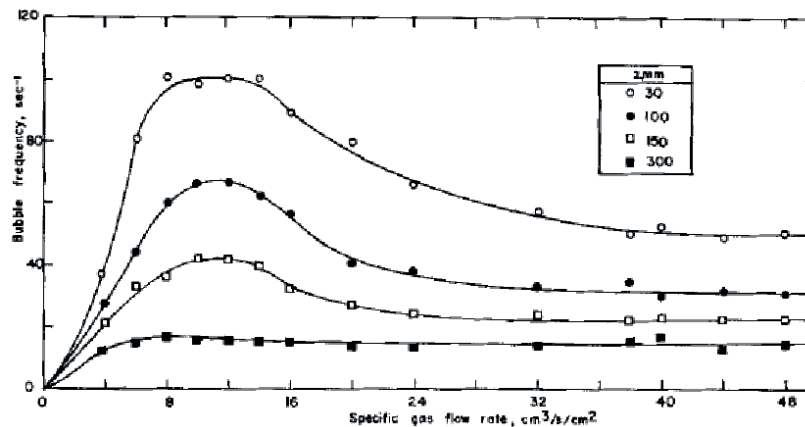


Figura 3.-Variación de la frecuencia de las burbujas con el caudal específico para distintas posiciones por encima del tapón poroso. (Figura extraída de Anagbo y Brimacombe¹⁷)

Para la validación de nuestro código hemos considerado en primera instancia el modo de dispersión de “**burbujas discretas**”. Este modo presenta la ventaja de ser una mezcla diluida, la cual es una de las primeras hipótesis tomadas en el desarrollo del modelo de mezcla.

3.2 Simulación Numérica del Modelo Físico Agua-Aire.

El sistema multifásico está constituido por dos fases, una fase continua *agua* y una fase dispersa formada por *burbujas de gas* cuya forma se supone esférica. La velocidad de slip es determinada a través de las expresiones empíricas expuestas en el trabajo de Buscaglia et al.¹⁵. Para la resolución del sistema multifásico asumimos las siguientes hipótesis:

- a) **Proceso Isotérmico a 20°C.** Por lo que no se encuentra presente en el modelo la ecuación de conservación de energía.
- b) **Diámetro de burbuja cte.** Las mediciones revelan que el diámetro de la burbuja sufre una pequeña variación durante su ascenso (no mayor a un 25%), por lo cual el diámetro de la burbuja puede ser asumido constante e igual a 4 mm. Siendo por lo tanto $u_g^{slip} = 0.23$ m/s.
- c) **Régimen de burbujeo dinámico.**
- d) **Hipótesis de mezcla.**
- e) **Libre de la expansión del gas.** Se desprecia el trabajo desarrollado por el gas sobre el líquido durante el proceso de formación de la burbuja, dado que el fenómeno es fuertemente dominado por las fuerzas de flotación.
- f) **Problema axisimétrico sin superficie libre.**

3.3 Escalas de tiempo y espacio macroscópicas - microscópicas

Como hemos visto en el apartado “2.4” el modelo de turbulencia empleado es un modelo LES. Este modelo tiene la característica de capturar gran parte de la física del problema, o sea resuelve las principales escalas de la turbulencia modelando aquellas escalas que están por debajo del tamaño del elemento de la malla. Por lo tanto para hacer un correcto uso del modelo es necesario conocer (siempre y cuando sea posible) cuál deberá ser el tamaño característico de elemento de la malla “ h_{malla} ” como así también el paso de tiempo²⁰ “ dt ” a utilizar en la simulación. La finalidad de este apartado es determinar las escalas de longitud y tiempo características que intervienen en nuestro fenómeno y que son las que nos van a permitir conocer los parámetros antes mencionados.

Escalas Macroscópicas

Son las que poseen el mayor contenido energético del flujo e interactúan en forma directa con el flujo medio.

La *escala de longitud macro* está dada por el tamaño del vórtice de recirculación (Fig. 4), por lo tanto:

$$L^* = \frac{2}{3} H \quad (12)$$

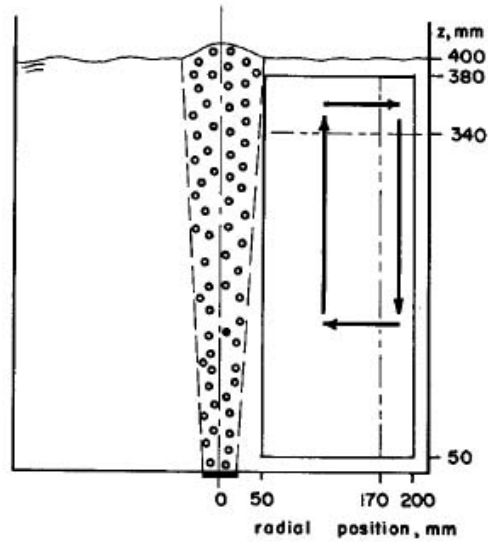


Figura 4.-Patrón de circulación del líquido en la cuchara

Un modelo macroscópico fue propuesto por Sahai y Guthrie²¹ para predecir la velocidad promedio de recirculación de la mezcla \bar{U} (m/s) en la cuchara,

$$\bar{U} \approx 8.6 \cdot \frac{(Q^{1/3} H^{1/4})}{R^{0.58}}. \quad (13)$$

Por lo tanto la *escala de tiempo macroscópica* está dada por:

$$T^* \approx \frac{L^*}{\bar{U}} = 0.0775 \cdot \frac{R^{0.58} H^{3/4}}{Q^{1/3}}. \quad (14)$$

Escalas Microscópicas

Son las escalas donde se produce disipación de energía por efectos viscosos.

La *escala de longitud microscópica* surge de la hipótesis de que los vórtices más pequeños que pueden estar presentes en el cálculo directo (sin modelar) son a lo sumo de una longitud igual a la mitad del diámetro de la burbuja por lo tanto:

$$l^* = \frac{d}{2}. \quad (15)$$

Considerando una velocidad de la burbuja dada por $u_g^* = \bar{U} + u_g^{slip}$, la *escala de tiempo microscópica* es igual a:

$$t^* = \frac{d}{2 \cdot (\bar{U} + u_g^{slip})}. \quad (16)$$

Siendo la altura de la cuchara $H = 0.40\text{m}$, el radio $R = 0.25\text{m}$ y el caudal volumétrico en CNPT que ingresa por el tapón $Q = 2.11\text{e} - 04 \text{ m}^3 / \text{s}$, las escalas de longitud y tiempo para estas condiciones de trabajo están dadas en la Tabla 1.

	Macroscópica	Microscópica
Longitud	$L^* = 0.2667\text{m}$	$l^* = 0.002 \text{ m}$
Tiempo	$T^* = 0.44 \text{ s}$	$t^* = 0.0024 \text{ s}$

Tabla 1.- Escalas de longitud y tiempo macroscópicas - microscópicas.

3.4 Malla

El tipo de malla es estructurada con elementos hexaédricos. Como hemos expresado anteriormente, para resolver correctamente la turbulencia es importante conocer cuál ha de ser la distribución de tamaños de los elementos en función de la física del problema, para lo cual en base a lo visto en el apartado anterior y en las simulaciones previas realizadas por Milelli¹⁸, nosotros hemos seleccionado para la presente validación un número de elementos $N_r = 40$, $N_z = 60$ y $N_\theta = 1$. Se ha realizado un refinamiento hacia el tapón en ambas direcciones y hacia la tapa en la dirección axial, como podemos ver en la Fig. 5.

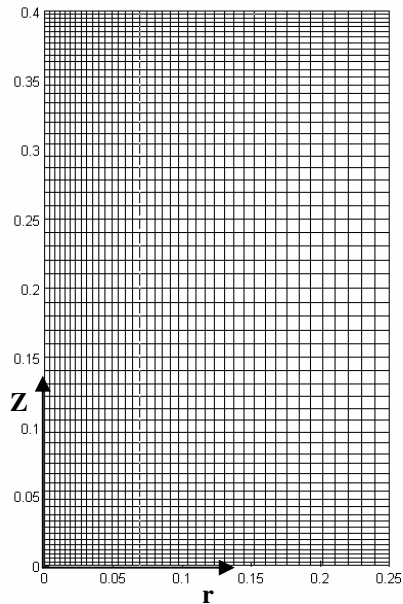


Figura 5.- Malla de elementos hexaédricos con $N_r = 40$, $N_z = 60$ y $N_\theta = 1$.

3.5 Condiciones de Contorno e Iniciales

Las condiciones para las variables dependientes necesitan ser especificadas a lo largo de los contornos del dominio computacional.

Eje de simetría: debido a la restricción de axi-simetría, a lo largo del centro de línea de la cuchara ($r = 0$), las siguientes condiciones son impuestas.

$$r = 0; \quad 0 < z < H : \begin{cases} u_r = u_\theta = 0 \\ \frac{\partial u_z}{\partial r} = \frac{\partial \alpha}{\partial r} = 0 \end{cases} . \quad (17)$$

Pared: el gradiente de la fracción de volumen del gas a lo largo de la pared se hace nulo debido a que no existe flujo másico a través de la pared, por lo tanto las condiciones de contorno son:

$$r = R; \quad 0 < z < H : \begin{cases} u_r = u_\theta = u_z = 0 \\ \frac{\partial \alpha}{\partial r} = 0 \end{cases} . \quad (18)$$

Fondo: tenemos condiciones de no-deslizamiento e impenetrabilidad por lo tanto

$$r_o < r < R; \quad z = 0 : \begin{cases} u_r = u_\theta = u_z = 0 \\ \alpha = 0 \end{cases} . \quad (19)$$

Siendo la velocidad de la mezcla nula como así también la fracción de vacío del gas para el fondo, entonces por medio de la expresión (6) observamos que $u^L_r = u^L_\theta = u^L_z = 0$.

Tapón poroso: como vimos en el apartado 3.2, hemos considerado como hipótesis e) la **libre expansión del gas** lo que implica que al dominio computacional ingresan las burbujas ya formadas y con una velocidad igual a la velocidad terminal. Por lo tanto las condiciones de contorno para el tapón están dadas por:

$$0 < r \leq r_o; \quad z = 0 : \begin{cases} u_r = u_\theta = u_z = 0 \\ \alpha = 0.45^* \end{cases} . \quad (20)$$

*Nota: Cabe acotar que la fracción de vacío en la mayoría de los trabajos sobre cucharas que hacen uso ya sea del modelo de dos fluidos³ o bien del de mezcla²² es tomada igual a 1 en

el régimen de burbujeo, lo cual es incorrecto porque no existe una frecuencia infinita de formación de burbujas, o sea, la fracción de vacío deberá ser siempre menor que 1 en este régimen. Mediciones experimentales revelan que para este tipo de aplicaciones la fracción de vacío puede estar entre un 40 a 90%.

Superficie: por simplicidad asumimos que la superficie del líquido no se deforma, manteniéndose plana. La velocidad de la mezcla normal a superficie es fijada a cero, por lo tanto el gas abandona el dominio computacional con una velocidad igual a la velocidad de deslizamiento. Por otro lado se fijan restricciones tal que las tensiones de cortes sean nulas para la superficie:

$$0 < r < R; \quad z = H : \begin{cases} u_z = 0 \\ \frac{\partial u_r}{\partial z} = 0 \end{cases} . \quad (21)$$

Periodicidad: siendo que estamos frente a un problema que presenta simetría con respecto a su eje hemos tomado un sector del cilindro con una amplitud de 1°, empleando un solo elemento en la dirección azimutal.

Las **condiciones iniciales** para el problema son velocidad de la mezcla nula y fracción de gas igual a 0.1% para todo el dominio computacional.

3.6 Resultados

En las Fig. 6 comparamos los perfiles de fracción de gas experimentales determinados por Anagbo y Brimacombe¹⁷ con los calculados (resultados promediados en el tiempo para 5.25s de simulación) para seis alturas diferentes 30, 50, 100, 200, 300 y 380 mm medidas a partir del plano del tapón (los perfiles están dispuestas en el mismo orden antes mencionado). En esta figura podemos observar que para posiciones cercanas al tapón (30, 50 y 100 mm) los resultados de la fracción de gas para el centro de línea $r = 0$ son favorables, presentando una ligera desviación con respecto a los resultados experimentales conforme nos alejamos del centro de la cuchara. Sin embargo para el resto de perfiles de la fracción de gas encontramos diferencias que varían entre un 10 y 25%. La causa de estas diferencias es posible atribuirla a la definición del dominio computacional. Si bien las variables medias son axisimétricas, la turbulencia no lo es. O sea, existen escalas en la dirección theta que han sido filtradas al colocar tan sólo un elemento en dicha dirección; por ende toda difusión normal al plano por fluctuación de la componente azimutal no es incluida. Esta diferencia es más notoria en la zona más alejada al tapón donde el flujo es dominado por la difusión turbulenta²³. Por lo tanto con la finalidad de verificar lo antes mencionado, se ha procedido a resolver un dominio con forma de sector circular de 45 grados con 10 elementos en la dirección azimutal. Los resultados no son mostrados en el presente trabajo, no obstante podemos decir que los mismos evidencian una mejora considerable en el perfil de fracción de gas para lugares alejados del

tapón con respecto al caso de un solo elemento.

En la Fig. 7 hemos graficado la velocidad media de ascenso de las burbujas en función de la coordenada radial para alturas medidas desde el tapón de 50, 100, 200, 300 y 380 mm, como podemos ver las velocidades calculadas son levemente menores a las determinadas experimentalmente para la zona central (0-10 mm), salvo para las altura de 50 mm y 100 mm donde las diferencias son más apreciables. Fuera de la zona central las diferencias se amplían aún más. También este tipo de diferencias son observadas en la tesis de Milelli¹⁸, donde se utiliza la misma referencia experimental y se resuelve el problema haciendo uso del modelo de dos fluidos con la batería completa de fuerzas de non-drag y un modelo k-epsilon para tener en cuenta la turbulencia.

La gran discrepancia que se observa en posiciones cercanas al tapón (50 y 100 mm) pueden deberse al fenómeno de arrastre que se observa cuando la estela de las burbujas afectan a aquellas que viajan por detrás de las primeras por lo que tenemos como resultado que las burbujas viajan a una velocidad superior a la que predicen ambos modelos, dado que los mismos no tienen en cuenta dicho efecto.

En la Fig. 8 se compara la velocidad axial del líquido en función de la coordenada radial para alturas medidas desde el tapón de 50, 100, 200, 300 y 380 mm, nuevamente notamos que las mayores diferencias se dan para alturas cercanas al tapón, lo que induce a pensar que no es del todo correcta la estimación de la velocidad slip y la consideración de la misma como constante.

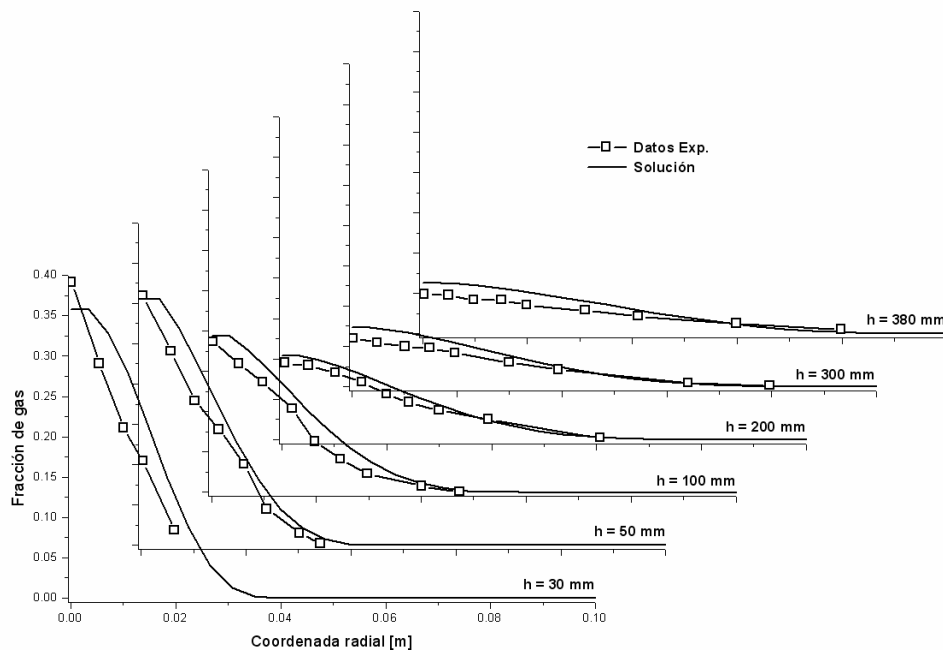


Figura 6.- Fracción de Gas en función de la coordenada radial para alturas medidas desde el tapón de 30, 50, 100, 200, 300 y 380 mm.

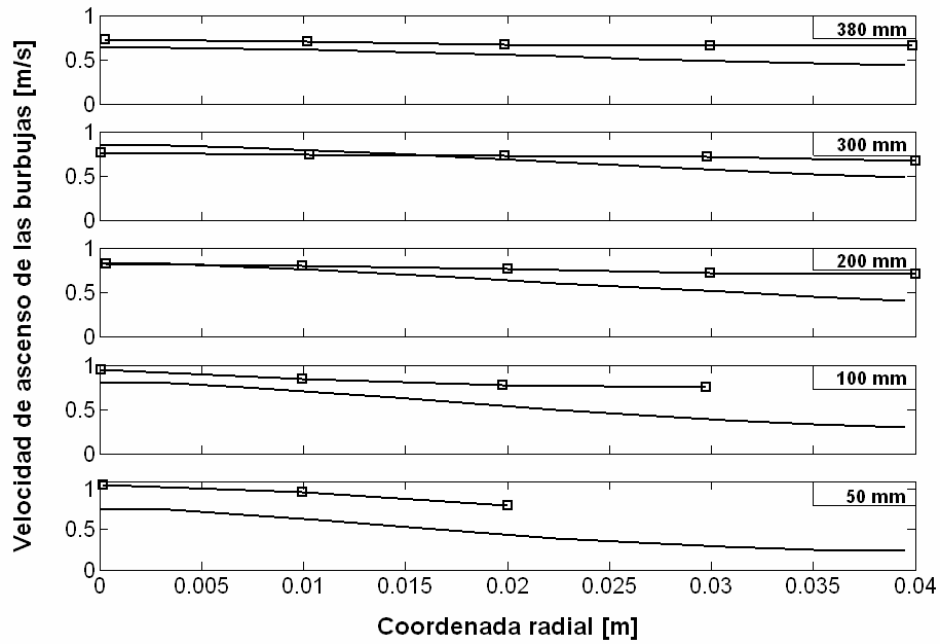


Figura 7.- Velocidad de ascenso de las burbujas en función de la coordenada radial para alturas medidas desde el tapón de 50, 100, 200, 300 y 380 mm.

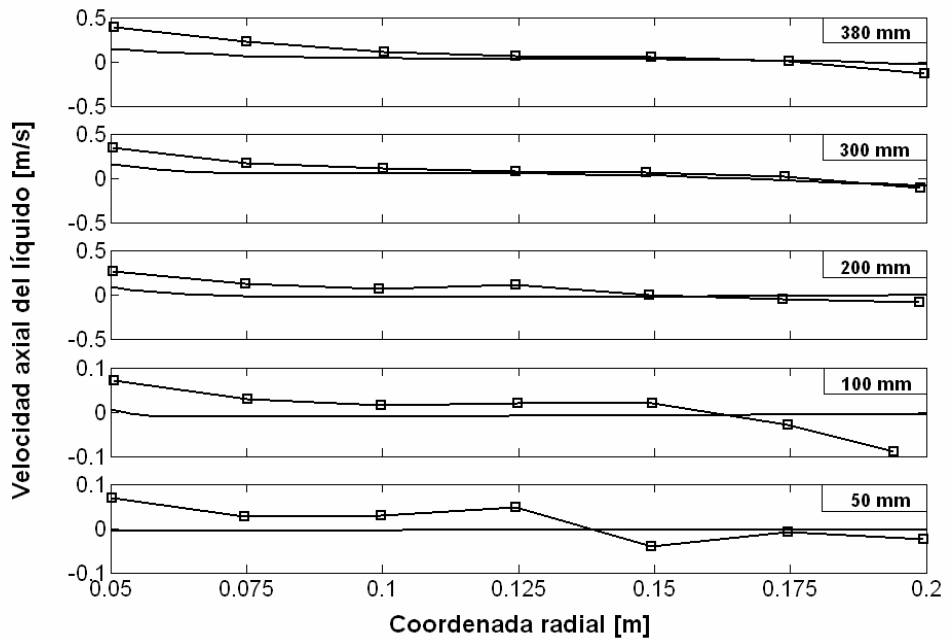


Figura 8.- Velocidad axial del líquido en función de la coordenada radial para alturas medidas desde el tapón de 50, 100, 200, 300 y 380 mm.

4 CUCHARA SIDERÚRGICA

Como habíamos mencionado anteriormente, el objetivo final de este trabajo es poder determinar el grado de precisión del modelo numérico para reproducir los fenómenos que se dan a lugar en la cuchara siderúrgica. Siendo posible conocer las virtudes y desventajas del mismo con la idea de un futuro cercano realizar un desarrollo en el campo siderúrgico haciendo uso de esta herramienta computacional.

4.1 Descripción del problema

El sistema multifásico está constituido por tres fases, dos fases continuas **acero** y **escoria** y una fase dispersa constituida por **burbujas de argón** cuya forma se supone esférica.

Si analizamos el proceso desde que las burbujas se forman en el tapón, observamos que las mismas ascienden transfiriendo cantidad de movimiento al fluido, llegando a la interfase acero-escoria y escapando luego de la superficie de la cuchara hacia la atmósfera.

La cuchara tiene una capacidad de 100 tn de acero, siendo su geometría cilíndrica con un radio de 1.5 m y llena de acero líquido hasta una altura de 2.3 m. La superficie libre es cubierta por una capa de escoria (impidiendo el contacto directo del acero con la atmósfera) cuya espesor inicial es de 0.1 m. El argón es inyectado a través de un tapón con rendijas, siendo los caudales utilizados en la simulación $Q = 35, 80, 120$ y 160 l/min.

Para la resolución del problema asumimos las siguientes hipótesis:

- a) *Proceso Isotérmico a 1600 °C.*
- b) *Diámetro de burbuja cte.* El diámetro medio de las burbujas ha sido determinado a partir de los valores obtenidos en la simulación realizada por Lage Jonson³, siendo dicho valor igual a 25 mm.
- c) *Diámetro de las gotas de escoria.* Éstas son consideradas como esferas rígidas con un diámetro medio de 5 mm determinado a partir de modelos físicos en frío²⁴.
- d) *Régimen de burbujeo dinámico*²⁵.
- e) *Hipótesis de mezcla.*
- f) *Libre de la expansión del gas.* O sea, se desprecia el trabajo desarrollado por el gas sobre el líquido durante el proceso de formación de la burbuja, dado que el fenómeno es fuertemente dominado por las fuerzas de flotación⁹.
- g) *Problema axisimétrico sin superficie libre.*

4.2 Malla

La malla utilizada es una malla estructurada con elementos hexaédricos (Fig. 9). El número de elementos en la dirección radial, axial y azimutal es respectivamente $N_r = 60$, $N_z = 80$ y $N_\theta = 1$. La malla es refinada hacia el eje de axisimetría como así también hacia la superficie libre y base de la cuchara. Los resultados presentados corresponden a un solo elemento en la

dirección azimutal.

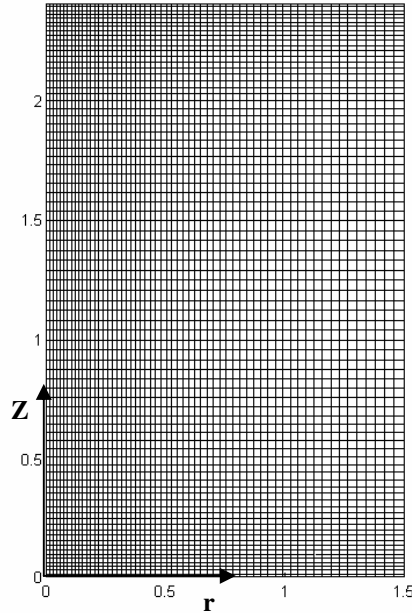


Figura 9.- Malla de elementos hexaédricos con $N_r = 60$, $N_z = 80$ y $N_\theta = 1$.

4.3 Condiciones iniciales y de borde

Las condiciones de borde son las mismas que las del problema agua-aire (Ecs. 17 a 21), salvo una modificación en la condición de borde para la fracción de gas en el tapón,

$$0 < r \leq r_o; \quad z = 0: \quad \alpha_{Ar} = 0.99^* \quad (22)$$

A las anteriores se le agregan las siguientes condiciones de borde debido a la presencia de la tercera fase.

$$\begin{aligned} r = 0; \quad 0 < z < H: \quad \frac{\partial \alpha_{es}}{\partial r} = 0, \\ 0 < r < R; \quad z = 0: \quad \alpha_{es} = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

*Nota: para el presente problema se asume una fracción de vacío igual a 0.99, dado que hasta el momento no es de nuestro conocimiento la existencia de mediciones experimentales para la condición de trabajo u otra que permita extrapolarla²⁶. Por otra parte las expresiones empíricas que permitirían derivarlas sólo son válidas para frecuencias de formación de burbujas muy bajas (caudales pequeños).

4.4 Datos Físicos

A) Densidad y viscosidad

La densidad y viscosidad de los distintos componentes del sistema multifásico son función de la temperatura, por lo tanto quedan determinadas por la hipótesis de proceso isotérmico. En la Tabla 2 presentamos las expresiones utilizadas para el cálculo de la viscosidad y densidad como así también los correspondientes valores determinados,

Fase	Dato físico	Expresión	Ref.	Valor
Acero	Densidad	$\rho_{ac} = 8.586 \times 10^3 - 0.8567T$	27	$6982.7 \text{ K}_g / m^3$
	Viscosidad	$\mu_{ac} = 0.3147 \times 10^{-3} \exp\left(\frac{46480}{8.3144T}\right)$	25	$0.0062 \frac{\text{K}_g}{\text{ms}}$
Escoria	Densidad	$\rho_{es} = 2977.6 - 0.1536T$	3	$2690 \text{ K}_g / m^3$
	Viscosidad	$\mu_{es} = 4.1909 \times 10^{-5} \exp\left(\frac{16402.2}{T}\right)$	3	$0.2664 \frac{\text{K}_g}{\text{ms}}$
Argón	Densidad	Ecuación de estado	-	$1.23 \text{ K}_g / m^3$
	Viscosidad	$\mu_{Ar} = \mu_{Ar}^{ref} \left(\frac{T}{T_{Ar}^{ref}}\right)^{0.72}$	28	$8.531e-05 \frac{\text{K}_g}{\text{ms}}$

Tabla 2.- Viscosidad y densidad para las distintas fases.

B) Velocidad de deslizamiento

La velocidad de deslizamiento de las burbujas de argón surge de correlaciones empíricas¹ (Tabla 3).

	Expresión	Valor
Argón	$u_{Ar}^{slip} = 1.08 \left(\frac{gd_{Ar}}{2}\right)^{1/2}$	0.3782 m/s
Escoria**	$u_{es}^{slip} = \left(\frac{(\rho_{ac} - \rho_{es})}{(\rho_{ac} - \rho_{Ar})}\right)^{1/2} 1.08 \left(\frac{gd_{es}}{2}\right)^{1/2}$	0.1326 m/s

Tabla 3.- Velocidad de deslizamiento del argón y escoria.

**Nota: Dado que por el momento no contamos con una expresión analítica o correlación empírica para determinar la velocidad de deslizamiento de la escoria, determinamos la misma a partir de la velocidad de deslizamiento de las burbujas de argón, suponiendo que la relación entre las velocidades de deslizamiento de las fases es la misma que la que existe para las

velocidades terminales en el acero de esferas rígidas en régimen turbulento ($750 < R_{eb} < 3.5 \times 10^5$).

4.5 Área de Apertura del Ojo en la Escoria

El área de apertura del ojo en la escoria está íntimamente asociada al volumen de escoria y afecta en gran medida a la eficiencia del proceso¹. Por lo que una determinación precisa de la misma es crucial para conocer la cantidad de escoria atrapada durante la etapa de agitado fuerte.

Cuando la capa de escoria es fina y el caudal de gas es elevado (agitado fuerte), el acero líquido que llega a la interfase acero-escoria desplaza a la escoria en forma radial (Fig. 10), provocando que el metal se ponga en contacto con la atmósfera. El área de la sección transversal aproximadamente circular expuesta a la atmósfera es lo que denominamos **área de apertura del ojo "A_o"**.

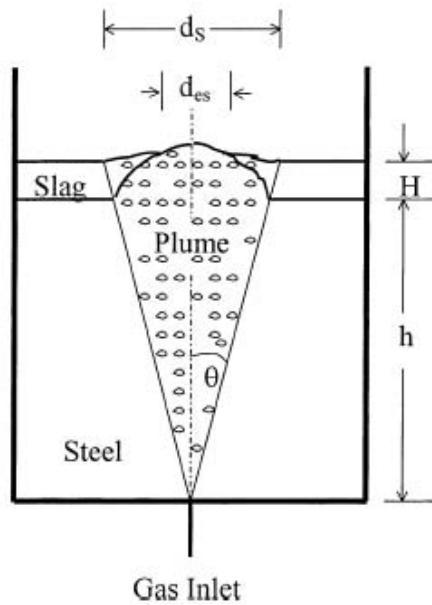


Figura 10.- Representación esquemática de una cuchara siderúrgica para un agitado fuerte.

Para calcular el área de apertura del ojo A_o , definimos al radio R_o como la distancia que existe desde el centro de la cuchara a un punto de la superficie cuya fracción de escoria es igual a un 99%. En la Fig. 11 mostramos los resultados obtenidos para los distintos caudales.

Con un caudal de 160 l/min el área de apertura del ojo es $A_o = 0.6339 \text{ m}^2$ siendo el radio $R_o = 0.4492 \text{ m}$. Los resultados obtenidos en la Ref. 3 son $A_o = 0.1257 \text{ m}^2$ y $R_o = 0.20 \text{ m}$. La gran diferencia que observamos posiblemente se deba al modelo de dos fluidos utilizado en este trabajo para el flujo multifásico, ya que no considera fuerzas non-drag (lift, masa virtual,

etc) las que influyen considerablemente sobre la apertura de la pluma, tal como es reportado por Mendez et al.⁸.

Por otra parte es posible determinar el área de apertura del ojo a partir de expresiones empíricas derivadas de modelos físicos en frío (agua-kerosene-aire) por Iguchi et al.²⁹. Estas expresiones tienen en cuenta las propiedades físicas del acero, escoria y del argón inyectado y están dadas por:

$$A_o / H_{ac}^2 = 0.600 - 0.652 \left[\frac{2g(\rho_{ac} - \rho_{es})H_{es}}{\rho_{ac}u_{ac,cl}^2} \right], \quad (24)$$

$$\left[\frac{2g(\rho_{ac} - \rho_{es})H_{es}}{\rho_{ac}u_{ac,cl}^2} \right] < 0.7$$

$$\log(A_o / H_{ac}^2) = -0.222 - 0.741 \left[\frac{2g(\rho_{ac} - \rho_{es})H_{es}}{\rho_{ac}u_{ac,cl}^2} \right], \quad (25)$$

$$\left[\frac{2g(\rho_{ac} - \rho_{es})H_{es}}{\rho_{ac}u_{ac,cl}^2} \right] < 4$$

siendo ρ_{ac} y ρ_{es} la densidad del acero y la escoria respectivamente, H_{ac} y H_{es} la altura de la columna de acero y escoria respectivamente y $u_{ac,cl}$ la velocidad del acero en el eje de la cuchara. En la Tabla 4 se comparan los resultados obtenidos para los distintos caudales con los correspondientes empíricos. Los resultados obtenidos son satisfactorios para los caudales de 120 y 160 l/min, mientras que distan del determinado empíricamente para 80 l/min.

	A_o^{80L}	R_o^{80L}	A_o^{120L}	R_o^{120L}	A_o^{160L}	R_o^{160L}
Calculado	0.1642m ²	0.2286m	0.4477m ²	0.3775m	0.6339m ²	0.4492m
Empírico	0.4859m ²	0.3933m	0.3027m ²	0.3104m	0.5934m ²	0.4346m

Tabla 4.- Comparación entre resultados empíricos y valores calculados del área y radio de apertura del ojo.

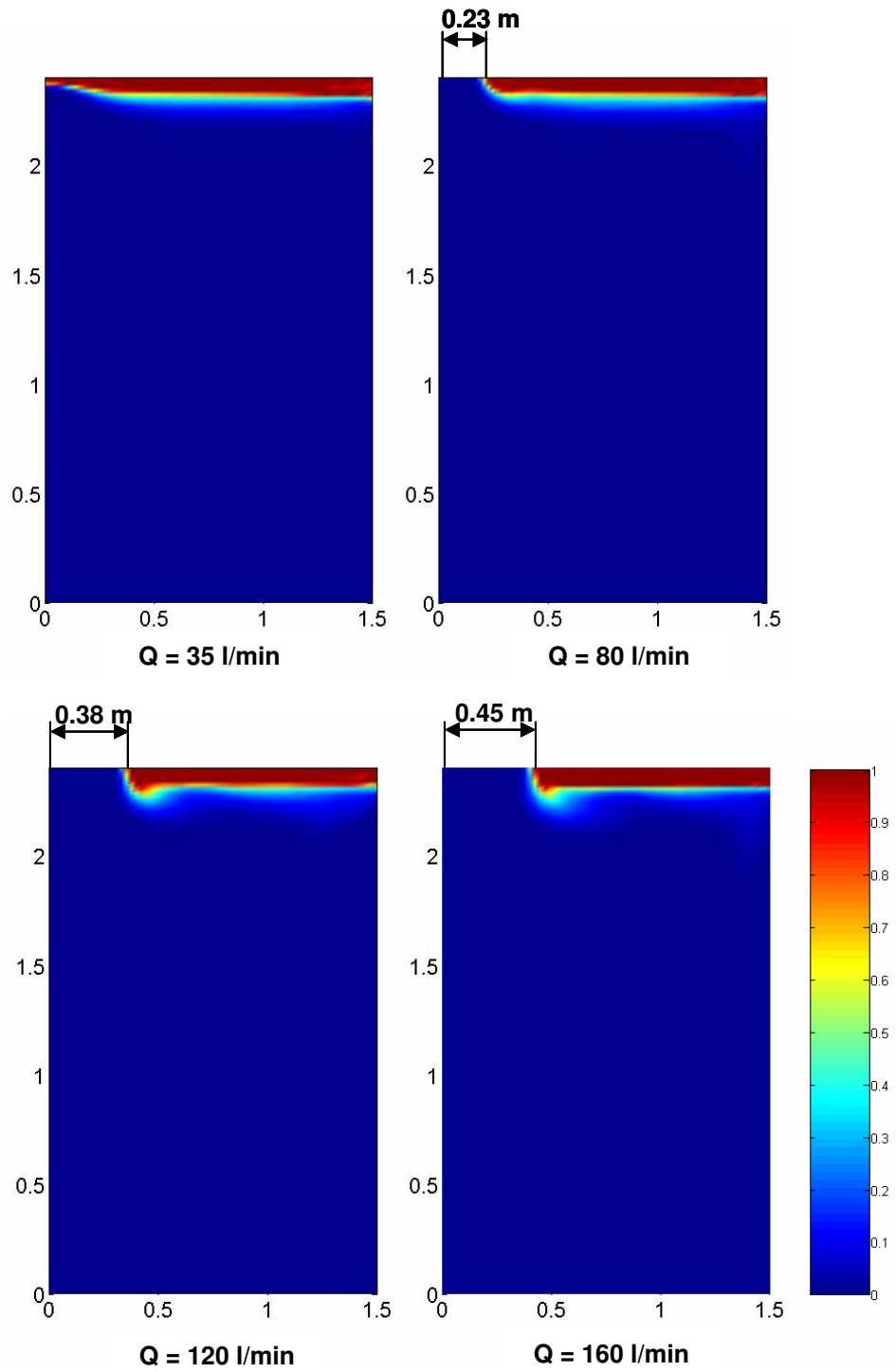


Figura 11.- Radio de apertura del ojo para $Q = 35, 80, 120, 160 \text{ l/min}$.

4.6 Atrape de Escoria

Las reacciones químicas entre dos líquidos inmiscibles en sistemas agitados por inyección de un gas son de considerable interés en la industria siderúrgica. Un gran número de trabajos experimentales¹ han sido llevados a cabo con la finalidad de clarificar la relación existente entre las reacciones químicas y el atrape de escoria para la interfase acero-escoria en cucharas siderúrgicas, dado que las mismas influyen considerablemente en la obtención de un acero de buena calidad.

Los modelos numéricos como herramienta de desarrollo son de gran importancia para el estudio del atrape de escoria en conjunción con modelos físicos. Modelos físicos en frío han sido utilizados para predecir el fenómeno de transferencia de masa entre la escoria y el acero en cucharas siderúrgicas, donde el agua y los aceites vegetales son utilizados como fluido de modelado para representar al acero y escoria respectivamente.

Sin embargo, muchos de estos estudios no son de relevancia directa sobre la operación de la cuchara siderúrgica, dado que las condiciones del experimento (caudales, configuración de los tapones, etc.) no corresponden exactamente a las que existen en la cuchara. Por lo tanto simulaciones numéricas reproduciendo las mismas condiciones que las existentes en la planta pueden resultar en un medio muy eficiente para conocer las tendencias de atrape de escoria con los parámetros de la cuchara (relación de aspecto, caudal, etc.) en pos de lograr resultados que sean de implicancia directa.

Durante el agitado fuerte, ligamentos y gotas tienden a formarse en la interfase acero-escoria originando un incremento significativo del área interfacial, afectando por ende a la reacción química.

A continuación presentamos dos métodos que nos permiten estimar la dispersión de escoria en el metal durante el agitado por inyección de argón.

Velocidad Crítica de Atrape de Escoria

El atrape de escoria en el acero se da en mayor medida en la zona adyacente al ojo (Fig. 12), donde el acero líquido en su retorno al núcleo arrastra gotas y ligamentos de la capa de escoria debido a las altas tensiones de corte. Por este motivo resulta de interés práctico poder determinar las velocidades en la interfase para las distintas condiciones de flujo, pudiendo de esta forma predecir si existe o no atrape.

A continuación calculamos la velocidad interfacial crítica³⁰ necesaria para remover gotas de la capa de escoria. Dicha velocidad viene dada por,

$$V_{Crit}^{Inter} = \left(48\sigma_{ac,es} g \frac{(\rho_{ac} - \rho_{es})}{\rho_{es}^2} \right)^{1/4}, \quad (26)$$

donde $\sigma_{ac,es}$ es la tensión superficial entre el acero y la escoria. Empleando los datos físicos correspondiente al problema y siendo $\sigma_{ac,es} = 0.12 \text{ N/m}$, la velocidad interfacial crítica es igual a $V_{Crit}^{Inter} = 0.427 \text{ m/s}$.

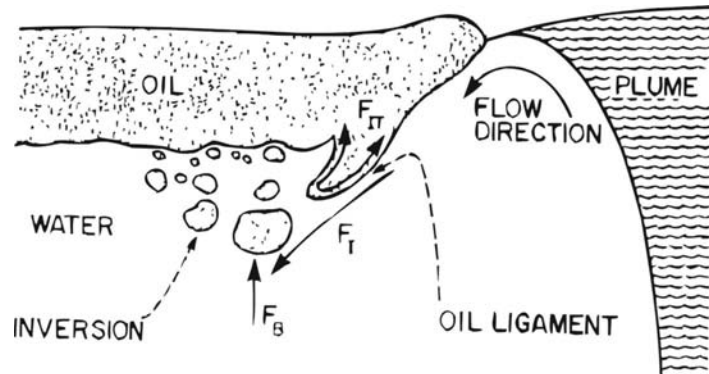


Figura 12.- Representación esquemática del atrape de escoria en el ojo (ver Gutrhie¹).

En la Fig. 13 graficamos el módulo de la velocidad del acero en torno a la capa de escoria para caudales de 80, 120 y 160 l/min. Con caudales de 120 y 160 l/min la velocidad interfacial del acero en la zona de apertura del ojo está comprendida entre 0.6-0.7 m/s resultando la misma superior a la crítica, por lo que en dicha zona existe atrape de escoria tal como se reporta en la Ref. 3. Cuando $Q = 80$ l/min el valor de la velocidad interfacial del acero en la zona de apertura del ojo es de 0.5 m/s. La velocidad interfacial es muy cercana a la velocidad crítica de atrape de escoria; sin embargo, observamos que existe dispersión de escoria en el acero del mismo orden que para los dos caudales superiores.

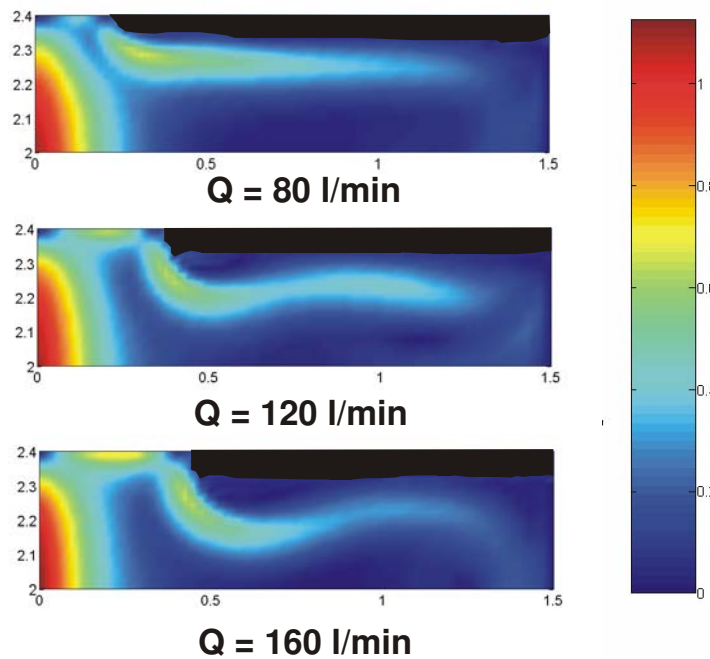


Figura 13.- Módulo de la velocidad del acero entorno a la capa de escoria para caudales $Q = 80, 120, 160$ l/min.

Para $Q = 80$ l/min el mecanismo de atrape parece no ser debido al atrape estacionario de escoria (Fig. 12), si no que resulta de inestabilidades del tipo Kelvin Helmholtz (de aquí en adelante **KHI**). Esta condición de flujo presenta dos ventajas. La primera es que el área del acero líquido expuesta a la atmósfera es menor. La segunda ventaja de este caudal radica en que logramos un atrape de escoria del mismo orden que para caudales superiores dado que existe otro mecanismo de atrape de escoria. Este nuevo mecanismo no provoca un cambio abrupto en la dirección del flujo, por lo tanto la pérdida de carga es menor y no existe zona de recirculación (acumulación de escoria). Si observamos el patrón de velocidades del acero en conjunción con la fracción de la escoria (Fig 14) vemos que la escoria una vez desprendida es arrastrada por el acero en dirección paralela a la capa de escoria, descendiendo en dirección a la pared por el macrovórtice que la termina impulsando hacia el seno de la cuchara.

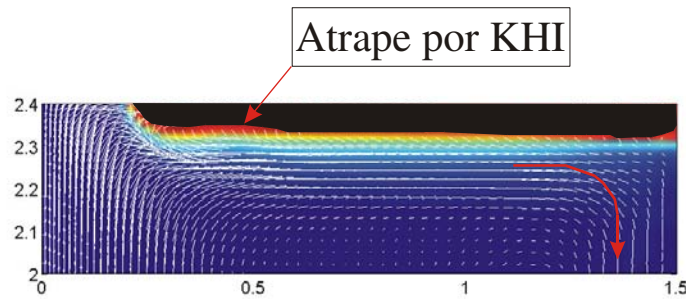


Figura 14.-Patrón de velocidades y campo de fracción de escoria para $Q = 80$ l/min.

Número de Weber

El número de Weber en torno a la interfase acero-escoria es utilizado como un indicador del atrape de escoria en el acero. Usando modelos físicos, Xiao et al. establecieron que el atrape de escoria en el acero se inicia cuando el número de Weber es igual a 12.3.

La capa de escoria que está sujeta a las fluctuaciones del flujo de acero líquido puede, bajo ciertas condiciones, deformarse y eventualmente desprender gotas o ligamentos de escoria. Las fuerzas de inercia que son inducidas por las fluctuaciones tienen un efecto desestabilizador sobre la capa de escoria, mientras que la fuerza debida a la tensión superficial tiene la tendencia de mantener la forma de la capa, o sea, actúa como mecanismo de estabilización. La relación de estas fuerzas es conocida como número adimensional de Weber que queda definido por:

$$We = \frac{u_{r,ac}^2 \rho_{ac}}{\sqrt{\sigma_{ac,es} g (\rho_{ac} - \rho_{es})}}, \quad (27)$$

En la Fig. 15 graficamos el número de Weber e isocurvas de fracción de vacío [0.005:0.005:0.05] para los caudales que tenemos apertura del ojo. Como podemos observar el número de Weber en torno a la pluma adquiere valores superiores a 12.3, indicando como

vimos en el apartado anterior que en dicha zona existe atrape de escoria. Para los caudales $Q = 120, 160$ l/min tenemos una región con valores de número de Weber mayores a 12.3 más concentrada en la zona de apertura del ojo, mientras que para $Q = 80$ l/min esta región se extiende más en dirección a la capa de escoria, lo que en cierto modo confirma que en dicha zona tenemos desprendimiento por **KHI**.

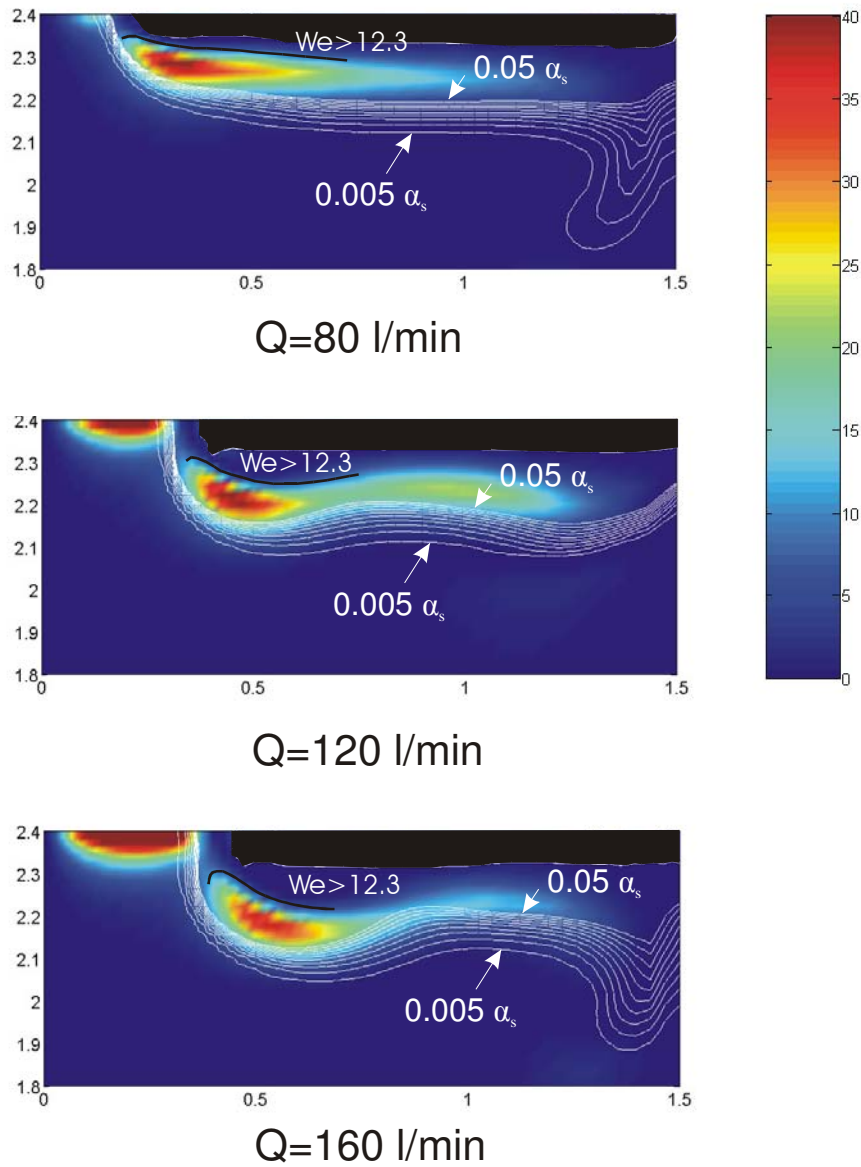


Figura 15.-Número de Weber e isocurvas de fracción de escoria [0.005:0.005:0.5] para $Q = 80, 120, 160$ l/min .

Tal como expresamos anteriormente, vemos que la dispersión de escoria para $Q = 80 \text{ l/min}$, es del mismo orden que la existente para caudales superiores.

5 CONCLUSIONES

Se realizó la simulación numérica del flujo multifásico en una cuchara siderúrgica empleada en la fabricación de acero por el método de colada continua, haciendo uso de un modelo *ASMM* (*Algebraic Slip Mixture Model*). El modelo matemático fue implementado en el código paralelo de elementos finitos PetscFem (ver <http://www.cimec.org.ar/petscfem>).

Con el objetivo de poder evaluar al modelo en lo que respecta a su potencial como herramienta de desarrollo se organizó al trabajo de dos grandes bloques.

Validación del Código Computacional

Se compararon los resultados obtenidos de la simulación numérica de un modelo físico en frío (agua-aire) a escala de una cuchara de 150 tn con los respectivos datos experimentales, pudiendo observar:

- Una buena concordancia entre los resultados numéricos y datos experimentales para la fracción de gas.
- Resultados aceptables para el campo de velocidades del gas, salvo para la región cercana al tapón. Al considerar una $u_{slip} = cte$, no se tiene en cuenta la aceleración convectiva de la mezcla $a_m^{conv} = u_m \cdot \nabla u_m$ (opuesta a la gravedad) que tiene lugar en la región adyacente al tapón donde la recirculación origina una zona estrangulamiento que acelera a la mezcla y por ende a las burbujas.
- El campo de velocidades del líquido también evidencia discrepancias en la zona cercana al tapón que posiblemente son debidas a la misma causa mencionada en el ítem anterior.

Cuchara siderúrgica

Dada la escasez de datos experimentales en las condiciones de operación, se utilizaron simulaciones numéricas de referencia y correlaciones empíricas pudiendo destacar:

- Las predicciones del área de apertura del ojo son favorables para caudales de 120 y 160 l/min.
- Las dos indicadores utilizados (velocidad crítica de atrape y número de Weber) para predecir el atrape de escoria, presentan sensibilidad a los cambios de los parámetros del flujo (caudal, viscosidad, etc.).
- Se puede evidenciar una zona de atrape estacionario en torno al ojo, el cual se hace más notorio para caudales elevados (120 y 160 l/min).
- Para un caudal de 80 l/min el atrape es aproximadamente del mismo orden que el correspondiente a 160 l/min, siendo el atrape originado por inestabilidades del tipo Kelvin Helmholtz.

La conclusión general es que el modelo es apto para utilizar en futuros desarrollos industriales. Con la finalidad de tener resultados más precisos en torno al tapón, puede implementarse en el futuro el cálculo de la velocidad slip en forma local donde se tenga en cuenta la aceleración material de la mezcla.

6 REFERENCIAS

- [1] D. Mazumdar and R. I. L. Guthrie, "The Physical and Mathematical Modelling of Gas Stirred Ladle Systems," *ISIJ International*, **35**, (1), 1-20, (1995).
- [2] M. Manninen, V. Taivassalo and S. Kallio, "On the Mixture Model for Multiphase Flow", *VTT Publications-Technical Research Center of Finland*, **288**, (1996).
- [3] L. Jonsson, *Mathematical Modeling of Selected Ladle Operations*, Ph.D. thesis, Department of Metallurgy Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, (1998).
- [4] J. Song, M. Ishii, "On the stability of a one-dimensional two-fluid model", *Nucl. Eng. Des.*, **204**, 101-115, (2001).
- [5] T.N. Dinh, R.R. Nourgaliev, and T.G. Theofanous, "Understanding the Ill-Posed Two Fluid Model", *The 10th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics (NURETH10), October 5-9, Seoul, Korea*, (2003).
- [6] A. Zanotti, C. Méndez, N. Nigro and M. Storti, "A Preconditioning Mass Matrix to avoid the Ill-Posed Two-Fluid Model", *ENIEF'2004 Conference, November 8-11, San Carlos de Bariloche, Argentina*, (2004).
- [7] D.A. Drew and S.L. Passman, *Theory of Multicomponent Fluids*, Applied Mathematical Sciences 135, SpringerVerlag, New York, Berlin, Heidelberg, (1998).
- [8] C.G. Méndez, N. Nigro and A. Cardona, *Drag and non-drag force influences in numerical simulations of metallurgical ladles*, *Journal of Materials Processing Technology* **160**, 296-305 (2005).
- [9] H. Turkoglu and B. Farouk, "Mixing Time and Liquid Circulation Rate in Steelmaking Ladles with Vertical Gas Injection", *ISIJ International*, **31**,(12),1371-1380, (1991).
- [10] M. Ishii, *Thermofluid Dynamic Theory of Two-phase Flow*, Eyrolles, Paris, (1975).
- [11] G. Espinosa-Paredes and A. Soria, "Method of Finite Difference Solutions to the Transient Bubbly Air-Water Flows", *Int. J. Numer. Meth. Fluid*, **26**, 1155-1180, (1998).
- [12] D.Z. Zhang and A. Prosperetti, "Ensemble phase averaged equations for bubbly flows," *Phys. Fluids*, **6**, 295-629, (1994).
- [13] D.A. Drew, "Mathematical Modeling of Two Phase Flow", *Ann. Rev. Fluid. Mech.*, **15**, 261-291, (1983).
- [14] M. López de Bertodano, "Two fluid model for two-phase turbulent jets", *Nucl. Eng. Des.* **179**, 65-74, (1998).
- [15] G.C. Buscaglia, F.A. Bombardelli, M.H. García, "Numerical modeling of large-scale bubble plumes accounting for mass transfer effects", *International Journal of Multiphase Flow* , **28**, 1763-1785, (2002).

- [16] K. Shirabe: “A *Mathematical Model of RH Vacuum Degassing System*”, M. Sc. Thesis, MIT, (1981).
- [17] D. Wilcox, “*Turbulence Modeling for CFD*”, DCW Industries, La Cañada, California, (1998).
- [18] M. Iguchi, H. Kawabatya, K. Nakajima and Z. Morita, “Continuous Measurements of Bubble Characteristics in a Molten Iron Bath with Ar Gas Injection”, *ISIJ International*, **34**, (12), 980-985, (1995).
- [19] P.E. Anagbo and J.K. Brimacombe, “Plume Characteristics and Liquid Circulation in Gas Injection through a Porous Plug”, *Metallurgical Transactions B*, **21B**, 637-648, (1990).
- [20] M. Milelli, “A *Numerical Analysis of Confined Turbulent Bubble Plumes*”, Ph.D. thesis, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, Switzerland, (2002).
- [21] Y. Sahai and R.I.L. Guthrie, “Hydrodynamics of Gas Stirred Melts, Part I - Gas/Liquid Coupling”, *Metall. Trans. B.*, **13B**, 193-, (1982).
- [22] S. Taniguchi, S. Kawaguchi and A. Kikuchi, “Fluid flow and gas-liquid mass transfer in gas-injected vessels”, *Applied Mathematical Modelling*, **26**, 249-262, (2002).
- [23] J. Schlüter, “Influence of Axisymmetric Assumptions on Large Eddy Simulations of a Confined Jet and a Swirl Flow”, *CERFACS*, Toulouse, France, (2001).
- [24] W. Chiapparoli y S. Sylvestre, “Estudio en Modelo de Agua sobre el Agitado con Argón en la Cuchara de Acero de Siderar.”, *Informe ACE 01 086/E*, (2001).
- [25] T. Loimer, G. Machu and U. Schaflinger, “Inviscid bubble formation on porous plates and sieve plates”, *Chemical Engineering Science*, **59**, 809-818, (2004).
- [26] M. Iguchi, H. Ueda and T. Uemura, “Bubble and Liquid Flow Characteristics in a Vertical Bubbling Jet”, *Int. J. Multiphase Flow*, **21**, (5), 861-873, (1995).
- [27] Y. Kawai, Y. Shiraishi (eds).”Handbook of Physico-chemical properties at high temperature”. ISIJ, Japan, (1988).
- [28] N. Macrossan and L. Charles, “Viscosity of argon at temperatures > 2,000 K from measured shock thickness”, *Physics Fluids*, **A15**, 1363-1371, (2003).
- [29] M. Iguchi, K. Miyamoto, S. Yamashita, D. Iguchi and M. Zeze, “Spout Eye Area in Ladle Refining Process”, *Note-ISIJ International*, **44**, (3), 636-638, (2004).
- [30] M. Iguchi, J. Yoshida, T. Shimizu and Y. Mizuno, “Model Study on the Entrapment of Mold Powder into Molten Steel”, *ISIJ International*, **40**, (7), 685-691, (2000).