

## SIMULAÇÃO DA COLISÃO DE JATO ABERTO EM UMA SUPERFÍCIE LIVRE

Ricardo V. P. Rezende<sup>1</sup>, António Fábio C. da Silva<sup>2</sup>, Clovis R. Maliska<sup>3</sup>

Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Engenharia Mecânica  
Laboratório de Simulação Numérica em Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor – SINMEC  
[ricardo@sinmec.ufsc.br](mailto:ricardo@sinmec.ufsc.br), [afabio@sinmec.ufsc.br](mailto:afabio@sinmec.ufsc.br), [maliska@sinmec.ufsc.br](mailto:maliska@sinmec.ufsc.br)

### RESUMO

Este trabalho trata da descrição do comportamento dinâmico tridimensional da colisão entre um jato e uma superfície líquida inicialmente em repouso em um canal de corrida de alto-forno - uma operação unitária da fabricação do aço onde este fenômeno ocorre. O modelo utilizado foi o modelo homogêneo aplicando-se um modelo de força de tensão superficial à interface. A escolha do modelo homogêneo afasta as incertezas físicas e matemáticas dos termos de transferência interfacial nas equações do movimento e de turbulência, no caso, o modelo  $k-\epsilon$ . O modelo foi resolvido numericamente no simulador comercial ANSYS CFX<sup>®</sup> Release 11.0. Os resultados obtidos apresentaram boa concordância com o descrito na literatura, o que demonstrou a validade e a aplicabilidade do modelo. Além disto, alguns resultados até então apenas observados na prática industrial também foram obtidos como o comportamento vorticoso oscilatório. Estes resultados ajudam a entender como o comportamento dinâmico do sistema afeta a operação. Um dos problemas apresentados por este tipo de canal é o desgaste do refratário, e os níveis de energia cinética turbulenta aparentam ser o principal fator facilitador do desgaste, seguido pela velocidade superficial elevada junto às paredes. Estes dados corroboram com a literatura, e reforçam a idéia de que existe uma provável sobreposição de efeitos junto à zona de impacto, promovendo o desgaste do revestimento refratário.

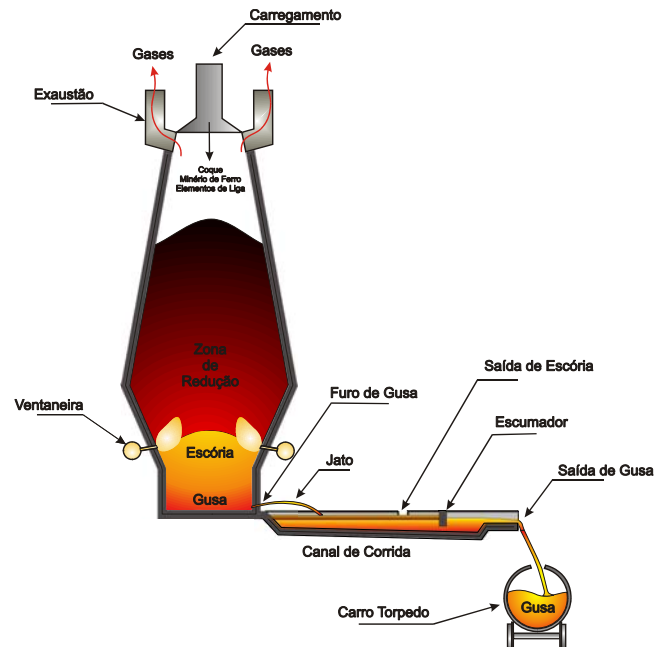
### 1. INTRODUÇÃO

A simulação de escoamentos multifásicos gás-líquido com superfície livre tem um grande interesse prático industrial. A indústria química, de alimentos e a naval são exemplos que muito se beneficiam com o estudo desta classe de escoamento. Este tipo de escoamento multifásico é peculiar sob o ponto de vista matemático, pois geralmente a interface que distingue uma fase da outra é bem delineada. Isto permite muitas simplificações matemáticas, e, dependendo do caso e do grau de precisão requerido, até mesmo soluções analíticas. Contudo, nem sempre a superfície livre é bem comportada e a descrição da dinâmica desta interface não permite simplificações. Esta mesma dinâmica pode muitas vezes alterar drasticamente a morfologia do escoamento que, de uma interface bem definida e distinta, passa a um escoamento de bolhas numa vasta distribuição de tamanhos devido ao arraste entre as fases e a instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz.

Em função da dificuldade de modelar as interfaces, o tratamento matemático de escoamentos multifásicos é geralmente feito por meio da descrição do comportamento médio dos campos envolvidos. O processo de promediação das equações instantâneas de conservação gera, então, um problema de fechamento do sistema de equações. No fechamento deve-se descrever matematicamente de que forma as fases interagem e trocam informação tal como quantidade de movimento, energia e massa, ou seja, as equações de fechamento trazem em si a informação da microescala descontínua à escala onde as equações de campo são válidas. E isso não é trivial. Os modelos de fechamento disponíveis são extremamente dependentes da morfologia e do regime do escoamento e carecem de generalidade, principalmente quando há variação tanto da morfologia quanto do regime [1-7].

Um fenômeno que conjuga esta problemática é o da colisão de um jato líquido aberto sobre uma superfície livre líquida. A morfologia deste escoamento é complexa, pois deve-se considerar ambas as fases, líquido e gás, contínuas, ou uma delas dispersa? A resposta não pode ser dada com validade

para o escoamento como um todo, pois a morfologia varia localmente, e portanto, a aplicabilidade das equações de fechamento. Este problema tem um grande interesse prático como em processos de fabricação de vidro e aço onde a presença de ar no seio líquido não é desejável por criar defeitos do produto final. Outro exemplo é o tratamento de água onde a aeração é fundamental em algumas etapas do processo [8].



**Figura 1.** Representação esquemática do alto-forno e seu canal de corrida.

O escoamento de ferro-gusa em um canal de corrida de alto-forno é uma operação unitária da fabricação do aço onde este fenômeno ocorre. A função do canal é a de separar o ferro-gusa da escória, funcionando tal como uma caixa de gordura doméstica. A Fig. 1 esclarece. A sua eficiência é grandemente influenciada pela interação dinâmica do jato de

ferro-gusa proveniente do alto forno com a superfície líquida de ferro-gusa contida no canal de extravazamento [9-16]. Este problema é bastante complexo, sendo transiente, turbulento, não isotérmico e com transferência de massa.

## 2. FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Na formulação matemática aplicou-se a média de conjunto, usando-se como artifício matemático a variável característica, de fase,  $\chi_\alpha$ , a qual indica a presença ou não de fase em uma coordenada de espaço-tempo qualquer [1, 5, 8, 17, 18]. Assim, o comportamento médio das equações locais de transporte pode ser descrito.

### 2.1. Hipóteses do Modelo

Para este estudo as seguintes hipóteses foram consideradas: escoamento gás-líquido transiente; ambas as fases são contínuas e fluidos newtonianos; escoamento isotérmico, turbulento e isocórico; validade da hipótese de Boussinesq e da lei de parede; não há transferência de massa entre as fases e o coeficiente de tensão superficial é considerado constante.

### 2.2. Conservação da Massa

As equações físicas de conservação da massa são mantidas como no modelo de dois-fluidos conservando o termo transiente. Isto permite o acoplamento das frações volumétricas ao campo de velocidade na matriz de coeficientes. Assim, sem transferência de massa entre as fases, a conservação da massa para cada fase é dada por

$$\frac{\partial(r_\alpha \langle \rho_\alpha \rangle)}{\partial t} + \nabla \cdot (r_\alpha \langle \rho_\alpha \rangle \langle \mathbf{u} \rangle) = 0 \quad (1)$$

com a conservação do volume dada por

$$\sum_{\alpha=1}^{N_p} r_\alpha = 1 \quad (2)$$

### 2.3. Conservação da Quantidade de Movimento

Os campos de velocidade das fases são considerados iguais [19], representados por

$$\mathbf{u}_1 = \mathbf{u}_2 = \dots = \mathbf{u}_{N_p} = \mathbf{u} \quad (3)$$

Deste modo, o somatório das equações físicas de conservação de quantidade de movimento resulta em uma única equação de transporte com propriedades físicas variáveis de acordo com a fração volumétrica de cada fase. Este caso particular do modelo de dois fluidos denomina-se modelo homogêneo. Assim, para a quantidade de movimento temos,

$$\frac{\partial(\langle \rho \rangle \langle \mathbf{u} \rangle)}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \langle \mathbf{u} \rangle \otimes \langle \mathbf{u} \rangle) = \nabla \cdot (\mu_{eff} \langle \nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T \rangle) + \dots \quad (4)$$

$$\dots - \nabla \langle p \rangle + \langle \rho \rangle \mathbf{g} + \mathbf{m}_i^\sigma$$

A densidade e a viscosidade efetiva da mistura são dados por,

$$\langle \rho \rangle = \sum_{\alpha=1}^{N_p} r_\alpha \langle \rho_\alpha \rangle \quad (5)$$

$$\mu_{eff} = \langle \mu \rangle + \mu_T \quad (6)$$

$$\langle \mu \rangle = \sum_{\alpha=1}^{N_p} r_\alpha \langle \mu_\alpha \rangle \quad (7)$$

A escolha desta formulação se deve principalmente ao afastamento das incertezas físicas e matemáticas dos termos de fechamento de densidade de força interfacial das equações de conservação de quantidade de movimento que são, em parte, função da morfologia do escoamento. Outro fator diz respeito às equações de turbulência dos modelos a duas equações onde as equações de fechamento para a interface são ainda um vasto campo aberto de estudos [18, 20, 21].

### 2.4. Tensão Superficial

De acordo com a condição de salto, as forças agindo sobre a interface devem ser equilibradas pela tensão superficial, assim, aplicou-se um modelo de força contínua proposto por Brackbill *et al.* [22]. Para um coeficiente de tensão superficial constante tem-se:

$$\sum_{\alpha=1}^{N_p} \mathbf{M}_\alpha = \mathbf{m}_i^\sigma = (-\sigma_{\alpha\beta} \kappa_{\alpha\beta} \hat{\mathbf{n}}_{\alpha\beta}) \delta_{\alpha\beta} \quad (8)$$

sendo a curvatura da interface,  $\kappa_{\alpha\beta}$ , calculada por

$$\kappa_{\alpha\beta} = -\nabla \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\alpha\beta} \quad (9)$$

O vetor normal unitário à interface é calculado com base no gradiente da fração volumétrica normalizado,

$$\hat{\mathbf{n}}_{\alpha\beta} = \frac{\mathbf{n}_{\alpha\beta}}{|\mathbf{n}_{\alpha\beta}|} \equiv \frac{\nabla r_\alpha}{|\nabla r_\alpha|} \quad (10)$$

A função delta de interface,  $\delta_{\alpha\beta}$ , permite que este termo fonte se faça presente, e de forma suave, somente na interface e nas regiões adjacentes a ela, o que evita descontinuidades e eventuais problemas numéricos. Portanto,

$$\delta_{\alpha\beta} = |\nabla r_\alpha| \quad (11)$$

### 2.5. Turbulência

O modelo escolhido para o tratamento da turbulência foi o modelo  $k-\varepsilon$  [23, 24]. Nota-se pelas Eq. (12) e (13) que a formulação é estritamente a mesma para um escoamento monofásico, a não ser pelas propriedades físicas variáveis calculadas de acordo com as Eq. (5) e (7).

$$\frac{\partial(\langle \rho \rangle k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \langle \mathbf{u} \rangle k) = \nabla \cdot \left[ \left( \langle \mu \rangle + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + (P_k - \langle \rho \rangle \varepsilon) \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\langle \rho \rangle \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle \rho \rangle \langle \mathbf{u} \rangle \varepsilon) = \nabla \cdot \left[ \left( \langle \mu \rangle + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \langle \rho \rangle \varepsilon) \quad (13)$$

A viscosidade turbulenta é calculada de acordo com

$$\mu_T = C_\mu \langle \rho \rangle \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (14)$$

A simples extensão de modelos a duas equações cuja formulação é baseada em escoamentos monofásicos carece ainda de melhor embasamento, mas quando se parte para o tratamento homogêneo, sejam quais forem os possíveis termos de fechamento, eles devem se cancelar – isto supondo que não há um termo de geração sobre a interface –, tal como na equação do movimento e a sua aplicação fica mais robusta.

O uso de uma formulação heterogênea, como no modelo de dois fluidos, é possível como os modelos propostos por Lopez de Bertodano [25] e por Troshko e Hassan [20]. Mas estes modelos ainda estão sob investigação e são poucos os dados disponíveis para comprovar a sua generalização.

## 2.5. Domínio

Para a discretização do domínio de cálculo, empregou-se uma malha com 500 mil nós com elementos hexaédricos não-estruturada e não-uniforme. As regiões críticas sofreram um refino maior para captura da interface e para manter o valor de  $y^+$  compreendido entre 20 e 300, necessário ao modelo  $k-\varepsilon$ .

A Fig. 2 ilustra as diferentes regiões do domínio e as condições de contorno a que elas estão submetidas. A região denominada *farfield* é a região aberta à atmosfera. O limite desta região foi definido visando otimização do processo de solução, caso contrário, uma região tão grande quanto o próprio canal teria de ser discretizada. Em favor está o fato de que o comportamento do ar muito além do volume do canal não é importante.

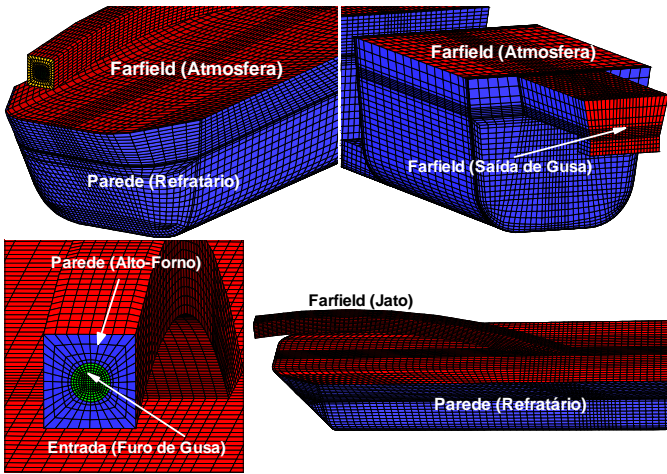


Figura 2. Discretização do domínio de cálculo.

## 2.5. Condições de Contorno

A maioria das condições de contorno empregadas neste trabalho pode ter sua formulação matemática encontrada facilmente no manual do simulador Ansys CFX® Release 11 [19], e não serão detalhadas, o mesmo valendo para as constantes do modelo  $k-\varepsilon$ . As condições utilizadas neste trabalho, por simplicidade, serão apenas comentadas.

Para as equações de conservação de quantidade de movimento e massa temos:

**Entrada.** Condição onde as componentes do vetor velocidade são prescritas. Permite apenas o influxo. Assim, a velocidade de entrada prescrita é de 7,5m/s em um ângulo de 10° com o plano horizontal. Somente o ferro-gusa flui pela entrada e, portanto, tem-se a sua fração volumétrica igual a um. A intensidade turbulenta média prescrita foi de 5%.

**Abertura.** Condição que permite tanto a entrada como a saída de fluido do domínio. É uma condição de pressão prescrita onde a direção e o módulo do vetor velocidade são partes da solução. Esta condição é preferida quando não se sabe se a condição é de entrada ou de saída. A pressão estática relativa foi fixada em 0 Pa e a fração volumétrica de ar igual a 1.0 e intensidade turbulenta alta de 10%. A ausência de ferro-gusa garante que não haverá entrada de metal-líquido por regiões como o farfield, evitando inconsistências físicas.

**Parede.** A condição de parede é a de não-deslizamento.. Para as equações de turbulência a condição é de fluxo normal nulo para a energia cinética turbulenta,

$$F_k = \nabla k \cdot \hat{n}_w = 0 \quad (15)$$

e para a taxa de dissipação o valor é calculado iterativamente durante o processo de solução de acordo com

$$\varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa \Delta n} \quad (16)$$

A velocidade de fricção,  $u_\tau$ , é calculada explicitamente com os valores disponíveis da solução anterior da Eq. (17) usando-se o Método de Newton [26, 27].

$$\frac{U_i}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + B \quad (17)$$

A lei de parede da camada limite turbulenta é empregada e nela temos as seguintes variáveis adimensionais

$$y^* = \max\left(\frac{u^* \Delta n \langle \rho \rangle}{\langle \mu \rangle}; 11,06\right) \quad (18)$$

$$u^* = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (19)$$

Os valores das constantes empregadas e maiores detalhes sobre o tratamento da parede podem ser encontrados em [19].

## 2.5. Condições Iniciais

A inicialização de um problema de superfície livre apresenta alguns detalhes quanto a estabilidade da solução. Por se tratar de uma interface gás-líquido, a razão de densidades é da ordem 10<sup>3</sup>, o mesmo ocorrendo com o campo de pressão devido a contribuição hidrostática. Esta mudança brusca de propriedades físicas geralmente leva a problemas de estabilidade numérica já nas primeiras iterações, o que resulta em divergência. Para se contornar este problema, uma condição suave de fração volumétrica foi implementada usando-se a tangente hiperbólica ao invés de funções pulso,

$$r_{gusa}^o = \left(0,5 \cdot \tanh\left(\frac{h^o - y}{\delta_i}\right) + 0,5\right) \quad (20)$$

$$r_{ar}^o = 1 - r_{gusa}^o \quad (21)$$

A variável  $\delta_i$  permite o controle da espessura da região de transição. A Fig. 3 exemplifica o comportamento da fração volumétrica com a variação da espessura da região de transição. Logo, ela pode ser feita tão suave quanto se queira ou se deva. O campo de pressão foi inicializado com o campo hidrostático, por

$$p^o = \rho_{gusa} g (h^o - y) \quad (22)$$

o que permite o mesmo tipo de suavização na região de transição. A pressão de referência é de 1 atm. As condições iniciais para as equações de turbulência não foram necessárias, pois o problema foi inicializado de forma laminar, aplicando-se o modelo  $k-\varepsilon$  a partir do instante 2,5 s.

Assim, a intensidade turbulenta é computada com base no campo de velocidades disponível e de forma local. Isso trouxe maior estabilidade à solução. A Tab. 1 apresenta as propriedades físicas dos fluidos estudados.

Tabela 1. Propriedades Físicas

$\rho_{gusa}$	$\rho_{ar}$	$\mu_{gusa}$	$\mu_{ar}$	$\sigma_{\alpha\beta}$
7000	1,185	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$1,83 \cdot 10^{-5}$	1,35
kg/m <sup>3</sup>	kg/m <sup>3</sup>	Pa.s	Pa.s	N/m

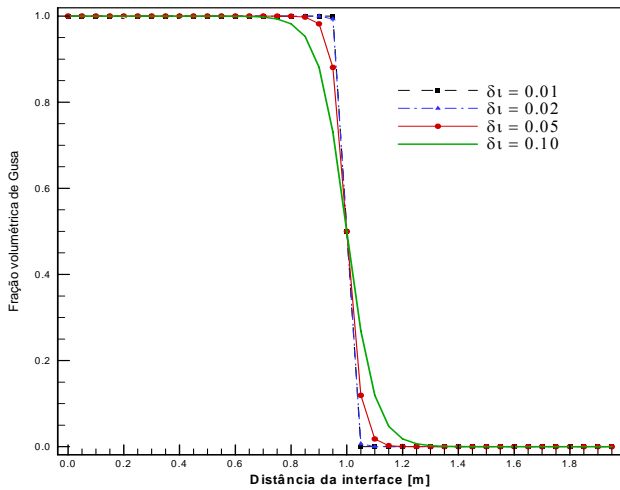


Figura 3. Perfil de fração volumétrica dado pela Eq.(19).

### 3. SOLUÇÃO NUMÉRICA

O método empregado na discretização das equações de conservação foi o de Volumes Finitos Baseado em Elementos (EbFVM) [28]. As equações de conservação de massa e quantidade de movimento foram resolvidas de forma acoplada em um subsistema e as equações de turbulência em um segundo subsistema separado. A metodologia de acoplamento entre os campos de pressão, velocidade e fração volumétrica pode ser encontrada em Burns [3] e Mendes [29]. O solver AMG (Algebraic MultiGrid) [30] teve como critério de aglomeração a anisotropia dos coeficientes da equação do movimento. O critério de convergência estipulado foi o RMS  $<10^{-5}$ . Outros artifícios também foram empregados como o uso de passo de tempo variável, mas homogêneo a todas as equações, variando de  $10^{-4}$  a  $10^{-3}$ s. O passo de tempo é alterado automaticamente tendo como critério de adaptação manter o número de Courant máximo menor ou igual a 5.

A solução efetuou-se em processamento paralelo com direção de particionamento especificada. Este cuidado é necessário para que se evite a interceptação da interface pela fronteira de particionamento. Caso isto ocorra, dificuldades numéricas e até mesmo divergência podem ocorrer, e para se evitar isto, a sub-relaxação da região de sobreposição (*overlapping*) também foi necessária para assegurar a estabilidade da solução, além da dupla precisão.

O tempo físico de simulação foi de 35s. Este período é muito inferior comparado ao regime pseudo-estacionário com fechamento de fluxo mássico pelas fronteiras. Na prática isto é computacionalmente proibitivo devendo-se simular cerca de uma hora com passos de tempo da ordem de milésimos de segundo. Diante disto, a partir do resultado final dos 35s, simulou-se um transiente distorcido em que não houve preocupação em convergir as equações em cada passo de tempo. O critério de parada da simulação foi  $RMS < 10^{-4}$  e uma diferença do fluxo de massa que atravessa as fronteiras do domínio menor que 5% entre a entrada e a saída, ou seja,

$$e\% = \left[ \frac{\left( \sum entra - \sum sai \right)}{\sum entra} \right] \cdot 100\% \leq 5\% \quad (23)$$

Os artifícios numéricos e parâmetros como relaxações, por exemplo, são os mesmos que os usados no transiente real com a diferença do uso do refino de malha adaptativo no segundo caso para melhor captura da interface. A malha final alcançou cerca de 750 mil de nós. Assim, a solução é um

conjugado de transiente real e distorcido. A primeira pretende capturar uma parte do comportamento dinâmico do escoamento e a segunda avaliar quantitativamente os campos das variáveis de interesse.

### 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Embora em termos práticos 35s representem uma pequena fração do tempo total da operação que leva aproximadamente 1,5h, ela demanda um esforço computacional considerável: cerca de 3 meses em três partições em dois processadores Intel Core 2 Duo de 2.3 GHz, e 2GB de RAM disponível para cada um. O Modelo Matemático foi resolvido no simulador ANSYS CFX® Release 11 Na Fig. 4 apresentam-se alguns perfis de fração volumétrica de ferro-gusa tomados no plano de simetria do canal. A colisão do jato se dá após 0,6s (ver Fig. 6) impactando com a superfície líquida a cerca de 3,5m do furo de gusa. Esta distância está em concordância com o que prevê a trajetória analítica do jato dada pela Eq. (24) [9].

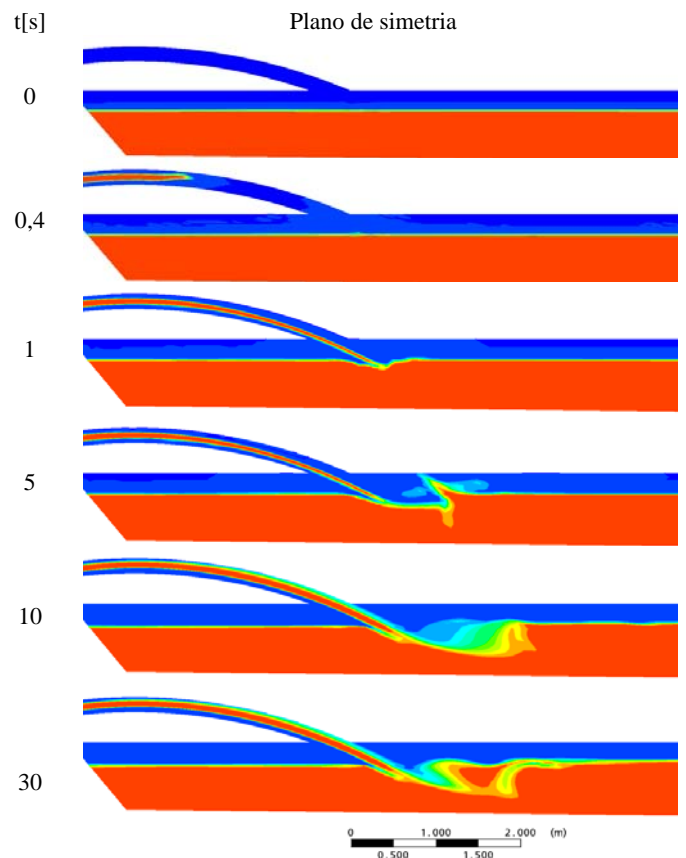
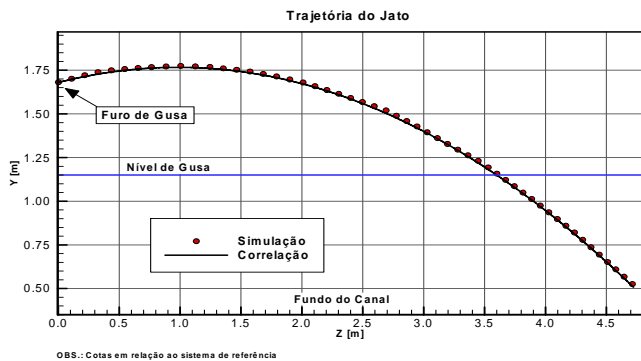


Figura 4. Campos de fração volumétrica de ferro-gusa no plano de simetria do canal em 6 diferentes instantes de tempo.

Na Fig 5. compara-se a trajetória prevista pela Eq. (24) e a obtida com a simulação. Percebe-se que há uma concordância muito boa entre as trajetórias. conseguida após o refino de malha adequado.

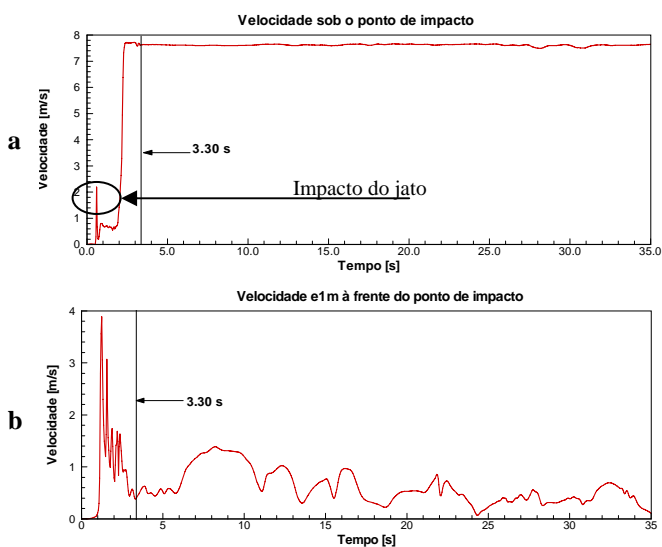
$$y = y^o + z \cdot \tan \theta - \frac{g \cdot z^2}{2 \cdot (V \cos \theta)^2} \quad (24)$$

A região de mistura se propaga por quase 2m a partir do ponto de impacto. A Fig. 6a apresenta a magnitude da velocidade superficial de gusa sob o ponto de impacto. Neste ponto a velocidade sobe rapidamente até 7,6 m/s e aí se mantém oscilando entorno deste patamar. O instante exato do impacto pode ser visto no detalhe.



**Figura 5.** Comparação entre a trajetória analítica prevista pela Eq.(23) e a resultante da simulação.

A mesma amostragem realizada a 1m à frente da anterior, Fig. 6b, apresenta um comportamento bem distinto. Há um aumento súbito na intensidade do sinal seguido por um rápido amortecimento. Após cerca de 3,3s, a velocidade cai para aproximadamente 0,5m/s. Estas magnitudes são da mesma ordem de grandeza dos resultados de Luomala *et al.* [12], He *et al.* [14] e Gondolf *et al.* [16].



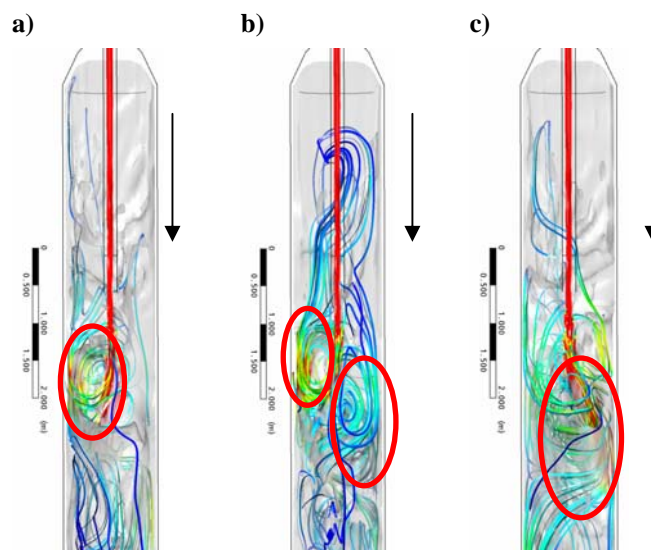
**Figura 6.** Magnitude da velocidade superficial de gusa. Em **a** sob o ponto de impacto do jato (3,5m), e **b** 1m à frente do ponto de impacto (4,5m), ambos a 10cm abaixo do nível de gusa sobre o plano de simetria.

A colisão do jato induz a formação de ondas na superfície livre, e o que se segue é a sobreposição de ondas geradas pela região de impacto e as refletidas pelas paredes do canal, induzindo um comportamento oscilatório do jato na zona de impacto que varre as paredes do canal de forma transversal à direção principal do escoamento. Na Fig.7 isto é demonstrado pelo traçado das linhas de corrente. Em 7a, a recirculação que se encontra no lado esquerdo migra pelo centro em 7b e atinge o lado direito em 7c.

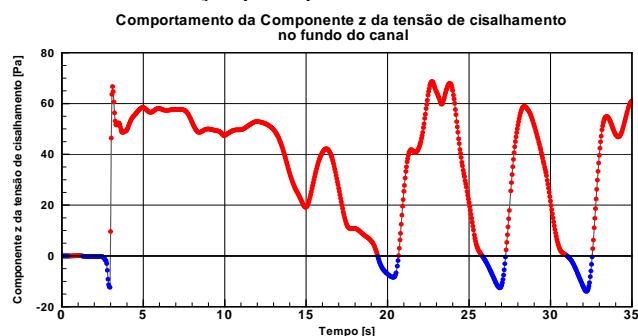
Isto se repete de forma cíclica em um período de cerca de 5s. Esta oscilação repercute no comportamento da tensão cisalhante à parede mudando periodicamente de direção. A Fig 8 ilustra este comportamento.

Um dos principais problemas relatados na literatura diz respeito ao processo de desgaste na parede lateral do revestimento refratário. Há praticamente consenso de que o cisalhamento imposto pelo escoamento ao refratário não pode ser a única causa do desgaste. Esta hipótese se deve principalmente às baixas magnitudes do campo de tensão que são da ordem de 1Pa. Esta opinião é corroborada pelo sinal

mostrado na Fig. 8, pois o fundo do canal apresenta um campo de tensões com intensidade cerca de 50 vezes maior e no final da campanha está apenas levemente abaulado, ou seja, com pouco desgaste. É nas laterais do canal, junto às interfaces, que se apresentam as maiores perdas de material refratário. As regiões de maiores tensões, portanto, não coincidem com as de maior desgaste.

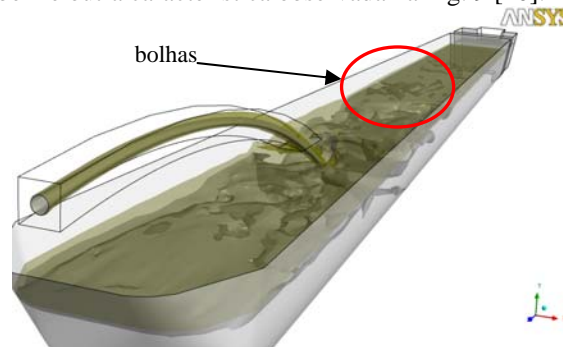


**Figura 7.** Vista superior da zona de impacto. Comportamento vorticoso e oscilatório das linhas de corrente. A seta indica a direção principal do escoamento.



**Figura 8.** Oscilação do campo de tensão na parede inferior sob o ponto de impacto.

Estas mesmas zonas de recirculação são reportadas na literatura [9, 10, 12, 14-16], todavia, a sua oscilação não, mesmo nos trabalhos experimentais. O porquê disto não é bem compreendido uma vez que isto é observado na prática industrial. O fluxo reverso e ressurgimento de bolhas de ar também é outra característica observada na Fig. 9 [10].



**Figura 9.** As estruturas sob a superfície são bolsões de ar capturados pelo jato. Estas bolhas degeneram em bolhas de menor tamanho emergindo pouco mais de 1m à frente do ponto de impacto.

As causas são várias, desde carregamento térmico-mecânico até hidratação dos cristais por vapor de água [31]. O sistema é quimicamente reativo e o refratário tende a se dissolver no líquido, principalmente pela influência do efeito Marangoni [31-34].

A cinética exata deste processo não é bem conhecida e nem posta em questão neste trabalho, mas sabe-se que a movimentação da interface ar-metal-refratário e a dissolução de  $O_2$  no metal são catalisadores deste fenômeno. Em que grau, contudo, não se pode ainda afirmar, pois cada sistema é único [33]. Contudo, como a fenomenologia envolve pelo menos uma etapa de transferência de massa, os níveis de turbulência, gradientes de velocidade e temperatura terão forte influência sobre a taxa de transferência de massa e eventuais reações químicas.

Assim, quatro variáveis tidas como relacionadas ao processo de desgaste foram amostradas e seus perfis confrontados ao perfil da taxa de desgaste do canal *real* após 28 dias de operação.

Os valores médios entre as duas paredes (direita e esquerda) das variáveis foram tomados da solução de regime permanente de duas linhas passando pelos volumes de controle adjacentes às paredes e a 5cm abaixo do *plano* que define a interface (99% de ferro-gusa). Os valores, portanto, *não são nodais*. A amostragem, portanto, fez-se no tempo equivalente a 2h de operação (*pseudo elapsed-time*) [19].

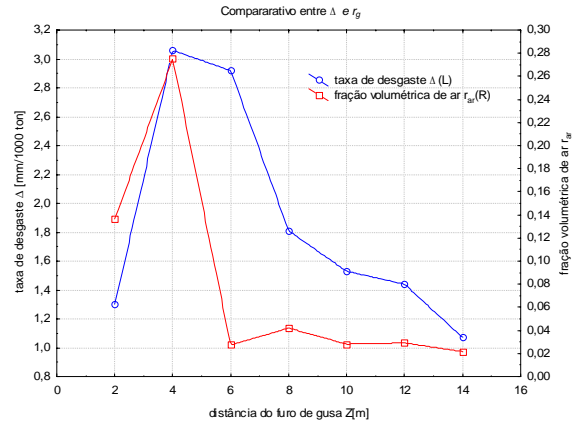
A escolha da fração de 99% e a medida 5 cm abaixo interface teve a intenção de garantir que esta seja uma região aonde, mesmo com suaves oscilações do nível, deveria ser encontrado apenas ferro-gusa. Assim, qualquer presença de ar nesta região é um indicativo de grande oscilação da interface. Esta oscilação facilita a dissolução do material e a dissolução de oxigênio no líquido, o que pode resultar em reoxidação do ferro e posterior ataque ao carbono do refratário [16]. As Fig.10-13 apresentam comparações entre o perfil da taxa de desgaste e as variáveis de interesse. A taxa de desgaste é calculada medindo-se a profundidade da erosão e dividindo-a pela quantidade de aço produzida durante todo o tempo de campanha do canal.

Todas as variáveis apresentaram qualitativamente um certo grau de correlação, todavia, elas devem ser independentes entre si. A Tab. 2 apresenta o valor do coeficiente de correlação entre as variáveis e a taxa de desgaste o que é uma forma simples de se avaliar quantitativamente o grau de interdependência.

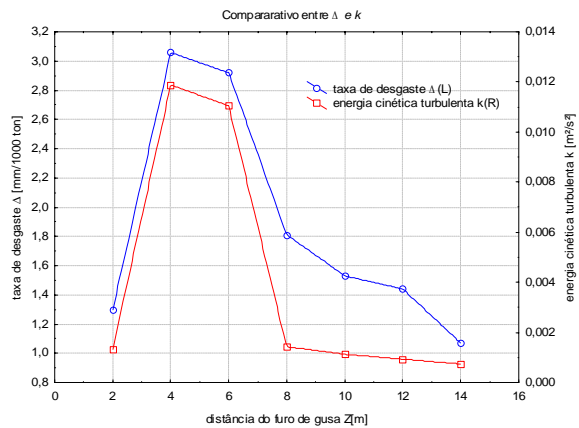
**Tabela 2.** Matriz de Correlação

	$\Delta$	$k$	$\tau$	$r_{gusa}$	$J_{gusa}$
$\Delta$	1,00	0,97	0,92	0,52	0,95
$k$	0,97	1,00	0,96	0,56	0,99
$\tau$	0,92	0,96	1,00	0,32	0,98
$r_{gusa}$	0,52	0,56	0,32	1,00	0,46
$J_{gusa}$	0,95	0,99	0,98	0,46	1,00

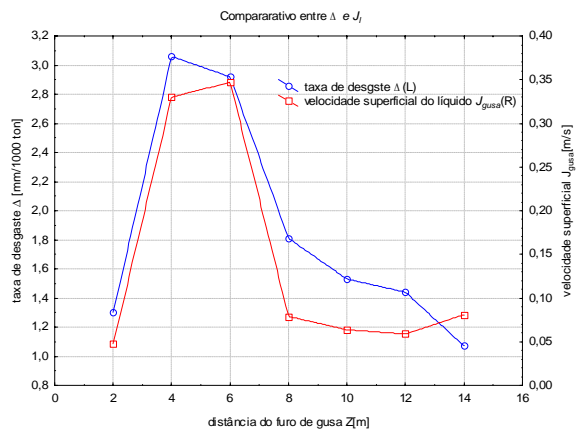
A variável que apresentou o maior grau de correlação foi a energia cinética turbulenta seguida pela velocidade superficial de gusa. Há também uma forte correlação entre elas e a tensão cisalhante. Isto indica que estas variáveis não são linearmente independentes. Isto é facilmente explicável, pois a energia cinética turbulenta é função da flutuação do campo de velocidade além do acoplamento no termo advectivo, já a tensão é função explícita do gradiente do campo de velocidade junto à parede. A baixa correlação da fração volumétrica é explicada pelo ponto em  $z = 6m$  na Fig 10. Há apenas um pico coincidente. Isto se dá devido ao efeito da força de empuxo.



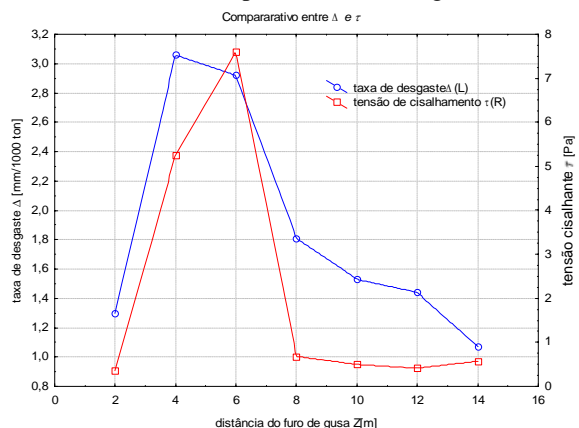
**Figura 10.** Comparação entre a taxa de desgaste e a fração volumétrica de ar junto a parede.



**Figura 11.** Comparação entre a taxa de desgaste e a energia cinética turbulenta.



**Figura 12.** Comparação entre a taxa de desgaste e a velocidade superficial de ferro-gusa.



**Figura 13.** Comparação entre a taxa de desgaste e a tensão de cisalhamento.

Pois, toda e qualquer bolha capturada, além de ser carregada pelo líquido, sofre os efeitos da força de empuxo que evita o arrasto das mesmas além de 2m à frente do ponto de impacto.

## 5. CONCLUSÕES

Com base nos resultados apresentados, pode-se dizer que o modelo proposto se aplica bem ao problema, várias características importantes como a trajetória balística do jato, o comportamento vorticoso e oscilatório da interação jato-superfície foram captados. Os perfis apresentados nas Fig.10-13 têm consistência física, pois as regiões onde as grandezas monitoradas têm maiores magnitudes são as mais erodidas.

Os níveis de energia cinética aparentam ser o principal fator facilitador do desgaste seguido pela velocidade superficial. Estes dados corroboram o que se têm escrito sobre o problema reforçando a idéia de que há uma provável sobreposição de efeitos dos mais diversos, sendo um deles a geração de turbulência junto à zona de impacto e as tensões (pequenas, mas contínuas) infligidas pelo escoamento às paredes do canal, promovendo a erosão físico-química da parede. Alguns trabalhos experimentais que visaram minimizar esta característica reportam o aumento da vida útil do equipamento em cerca de cinco vezes [15].

Todavia, estes resultados ainda carecem de uma validação experimental para o estabelecimento de conclusões definitivas. Este, contudo, é um dos principais problemas na área siderúrgica, pois os modelos físicos raramente conseguem reproduzir toda a gama de parâmetros adimensionais, como os números de Froude, Reynolds, Morton, Eötvös, Bond etc, necessários para se manter a similitude em um experimento multifásico. Medidas *in loco* são de difícil obtenção em função das altas temperaturas e níveis de radiação térmica envolvidos. Assim, a simulação numérica é uma importante ferramenta neste ramo da indústria.

Este problema também serviu para enfatizar a importância de se avaliar a interação dinâmica entre o jato e a superfície livre e como ela afeta a operação. Esta abordagem até hoje foi feita somente em modelos físicos. Além disto, não se tem conhecimento por parte dos autores de trabalhos similares que tenham aplicado um modelamento multifásico a este problema ou similar.

Apesar da questão fundamental da erosão do refratário ainda continuar aberta, espera-se que estes resultados possam encaminhar e direcionar novas pesquisas e novas simulações no assunto, e tanto a criação do modelo matemático quanto o estabelecimento das condições de contorno e a análise dos resultados também se constituem em uma importante contribuição do trabalho.

## 6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CNPq e Finep pelo apoio ao projeto de pesquisa e bolsa de estudo, e às empresas parceiras ESSS e Magnesita S.A. pelo apoio técnico e suporte.

## NOMENCLATURA

Símbolo	Grandeza	Unidade SI
$h^o$	Altura inicial de ferro-gusa	m
$\mathbf{g}$	Vetor aceleração da gravidade	m/s <sup>2</sup>
$J_\alpha$	Velocidade superficial da fase $\alpha$	m/s
$k$	Energia cinética turbulenta	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>

$\mathbf{m}_i^\sigma$	Vetor força de tensão superficial	N/m <sup>3</sup>
$\mathbf{M}_\alpha$	Vetor densidade de força interfacial	N/m <sup>3</sup>
$N_p$	Número de fases	adimensional
$P$	Pressão	Pa
$P_k$	Termo de produção de energia cinética turbulenta	kg/m.s <sup>3</sup>
$r_\alpha$	Fração volumétrica da fase $\alpha$	adimensional
$\mathbf{u}$	Vetor velocidade	m/s
$U_t$	Velocidade tangencial à parede	m/s
$\Delta$	Taxa de desgaste	mm/1000ton
$\Delta n$	Distância do 1° nó normal à parede	m
$\delta_{\alpha\beta}$	Função delta de interface	1/m
$\kappa$	Constante de von Kármann	adimensional
$\varepsilon$	Taxa de dissipação turbulenta	m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\kappa_{\alpha\beta}$	Curvatura da interface	1/m
$\sigma_{\alpha\beta}$	Coefficiente de tensão superficial	N/m
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Número de Prandtl turbulento	adimensional
$\rho$	Densidade de mistura	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_\alpha$	Densidade da fase $\alpha$	kg/m <sup>3</sup>
$\mu$	Viscosidade dinâmica de mistura	Pa.s
$\mu_\alpha$	Viscosidade dinâmica da fase $\alpha$	Pa.s
$\mu_T$	Viscosidade turbulenta	Pa.s
$\mu_{eff}$	Viscosidade efetiva	Pa.s
$\langle \rangle$	Operador de média	adimensional

## REFERÊNCIAS

- [1] Drew, D.A., Analytical modeling of multiphase flows, in R.T. Lahey (ed), *Boiling Heat Transfer : Modern Developments and Advances*, chap. 2. Elsevier Science Publishers, Amsterdam; New York. 1992.
- [2] Lahey, R.T. and D.A. Drew, The analysis of two-phase flow and heat transfer using a multidimensional, four field, two-fluid model. *Nuclear Engineering and Design*, vol. 204, n. 1-3, pp. 29-44, 2001.
- [3] Burns, A.D., *Computational fluid dynamics modeling of multi-phase flows*, in *Multiphase Flow Course*. 2002, Alpha-Beta Numerics.
- [4] Drew, D.A. Effect of particle velocity fluctuations on the inertia coupling in two-phase flow, *Proc. Constitutive Relationships and Models in Continuum Theories of Multiphase Flows*, Huntsville, Alabama, 1989.
- [5] Paladino, E.E., Estudo do escoamento multifásico em medidores de vazão do tipo pressão diferencial Tese (Doutorado), Depto. Eng. Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2005.
- [6] Chahed, J., V. Roig, and L. Masbernat, Eulerian-Eulerian two-fluid model for turbulent gas-liquid bubbly flows. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 29, n. 1, pp. 23-49, 2003.
- [7] Patankar, N.A. and D.D. Joseph, Lagrangian numerical simulation of particulate flows. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 27, n. 10, pp. 1685-1706, 2001.
- [8] Chanson, H., Air bubble entrainment in open channels: Flow structure and bubble size distributions. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 23, n. 1, pp. 193-203, 1997.

- [9] Stevenson, P. and Q. He, Slug flow in a blast furnace taphole. *Chemical Engineering and Processing*, vol. 44, n. 10, pp. 1094-1097, 2005.
- [10] Begnis, J.S.S., E. Brandaleze, and R. Topolevsky. Simulación del Canal del Alto Forno nº2 por medio de modelos físicos, *Proc. 5ª Conferencia de Reducción del IAS*, Argentina, 2005.
- [11] Shestopalov, I.I., et al., Improving Separation of Melting Productis in the Main Trough of a Blast Furnace. *Metallurgy*, vol. 6, n., pp. 32-33, 1988.
- [12] Luomala, M.J., et al., Modelling of fluid in the blast furnace trough. *Stell Research*, vol. 72, n. 4, pp. 130-135, 2001.
- [13] Kim, H., B. Ozturk, and R.J. Fruehan, Slag-metal separation in the blast furnace trough. *ISIJ International*, vol. 38, n. 5, pp. 430-439, 1998.
- [14] He, Q., et al., Flow characteristics in a blast furnace trough. *ISIJ International*, vol. 42, n. 8, pp. 844-851, 2002.
- [15] He, Q., et al., Flow characteristics of a blast furnace taphole stream and its effects on trough refractory wear. *ISIJ International*, vol. 42, n. 3, pp. 235-242, 2002.
- [16] Gondolf, M., J.P. Randal, and M.S. Lange. Numerical modeling of the wear in blast furnace main troughs, *Proc. The Unified International Technical Conference on Refractories*, Mexico, 2001.
- [17] Drew, D.A., Mathematical flow modeling of two-phase flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 15, n., pp. 261-291, 1983.
- [18] Barbosa-Jr., J.R. Turbulência em sistemas bifásicos gás-líquido, *Proc. III Escola de Primavera de Transição e Turbulência*, Florianópolis, 2002.
- [19] ANSYS, *ANSYS CFX Release 11.0 Manual*. 2007.
- [20] Troshko, A.A. and Y.A. Hassan, A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows. *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 27, n. 11, pp. 1965-2000, 2001.
- [21] Troshko, A.A. and Y.A. Hassan, Law of the wall for two-phase turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, n. 4, pp. 871-875, 2001.
- [22] Brackbill, J.U., D.B. Kothe, and C. Zemach, A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, vol. 100, n. 2, pp. 335-354, 1992.
- [23] Jones, W.P. and B.E. Launder, The calculation of low-Reynolds-number phenomena with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 16, n. 6, pp. 1119-1130, 1973.
- [24] Wilcox, D.C., *Turbulence modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., La Cañada, California, 1994.
- [25] Lopez-de-Bertodano, M., R.T. Lahey-Jr, and O.C. Jones, Development of k- $\epsilon$  model for bubbly two-phase flow. *Journal of Fluid Engineering*, vol. 116, n., pp. 128-134, 1994.
- [26] Menter, F.R. Near wall tratment and heat transfer, *Proc. 2006 ESSH South American ANSYS Users Conference*, Florianópolis, 2006.
- [27] Nikrityuk, P. and F.R. Menter, *Implementation of the KEIE turbulence model in CFX-5*. 2002, AEA Tchnology GmbH.
- [28] Maliska, C.R., *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional*, LTC - Livros Técnicos e Científicos, Rio de Janeiro, 2004.
- [29] Mendes, R., Análise do acoplamento pressão-velocidade nas equações de Navier-Stokes utilizando o método dos volumes finitos baseado em elementos e solução acoplada, *Dissertação (Mestrado)*, Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2007.
- [30] Keller, S.C., O método multigrid de correções aditivas para a solução numérica acoplada das equações de Navier-Stokes com malhas não-estruturadas, *Tese (Doutorado)*, Engenharia Mecânica, UNiversidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2007.
- [31] Hubble, D.H., et al., Steelmaking Refractories, in R.J. Fruehan (ed), *The making, shaping, and treating of steel*, chap. 4. AISE Steel Foundation, Pittsburgh, PA. 1998.
- [32] Li, Z., K. Mukai, and Z. Tao, Reactions between MgO-C refractory, molten slag and metal. *ISIJ International*, vol. 40, n. Supplement, pp. S101-S105, 2000.
- [33] Mukai, K., Marangoni flows and corrosion of refractory walls. *Philosophical Transactions of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 366, n. 1739, pp. 1015-1026, 1998.
- [34] Mukai, K., et al., A Mechanism for the local corrosion of Immersion Nozzles. *ISIJ International*, vol. 29, n. 6, 1989.

## OPEN-JET INPINGEMENT WITH A FREE-SURFACE SIMULATION

Ricardo V. P. Rezende<sup>1</sup>, António Fábio C. da Silva<sup>2</sup>, Clovis R. Maliska<sup>3</sup>

Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Engenharia Mecânica  
Laboratório de Simulação Numérica em Mecânica dos Fluidos e Transferência de Calor – SINMEC

<sup>1</sup>[ricardo@sinmec.ufsc.br](mailto:ricardo@sinmec.ufsc.br), <sup>2</sup>[afabio@sinmec.ufsc.br](mailto:afabio@sinmec.ufsc.br), <sup>3</sup>[maliska@sinmec.ufsc.br](mailto:maliska@sinmec.ufsc.br)

### ABSTRACT

This work aims to describe the three-dimensional dynamic behavior of an impinging jet of cast iron over a liquid free-surface at rest in an open channel, device encountered in steel production. The homogeneous model was applied considering a surface tension to account for by the continuum surface force. The choice of homogeneous model removes the physical and the mathematical uncertainties related to the interfacial closure models in the momentum equations and in the two-equations turbulent model, in this case, the k- $\epsilon$  model. ANSYS CFX<sup>TM</sup> Release 11 simulator has been used to solve the model numerically. The results show good agreements with those reported in the literature, demonstrating the validity and the model used in this particular problem. Some results, up to the authors knowledge only observed in industrial practice, were numerically reproduced, being the oscillatory vortical behavior, one of them. These results allow to explain how the dynamic behavior of the system affects the operation. The levels of turbulent kinetic energy, followed by the high superficial velocity close to the walls in the impact zone, seem to be the main factors to contribute for the wearing of the refractory lining. These data corroborate the hypothesis that the wearing is a result of several physico-chemical phenomena acting simultaneously.