

# SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DO SOPRO DE OXIGÊNIO DOS CONVERTEDORES BOF DA ARCELORMITTAL TUBARÃO\*

André Palmiro Storch,<sup>1</sup>  
Henrique Silva Furtado<sup>2</sup>  
Ana Clara Alves Bernabé<sup>3</sup>  
Rafael Sartim<sup>4</sup>

## Resumo

O objetivo do presente trabalho é investigar o escoamento de oxigênio no bocal convergente-divergente da lança utilizada nos convertedores BOF da ArcelorMittal Tubarão. As condições de sopros macio, normal e duro são analisadas através de ferramentas analíticas e computacional (CFD). Os resultados evidenciam que o contorno do bocal não promove uma expansão apropriada do escoamento, ocorrendo ondas de choque fortes no interior do mesmo e ocasionando perdas de energia cinética em todas as condições de sopro. Adicionalmente, as condições dos sopros macio e normal tornam a saída do bocal vulnerável ao desgaste térmico, devido à pressão de saída do bocal ser menor que a do ambiente.

**Palavras-chave:** Sopro de oxigênio; Convertedor BOF; Simulação Numérica; Bocal convergente-divergente.

## OXYGEN BLOWN COMPUTER SIMULATION OF BOF CONVERTERS OF ARCELORMITTAL TUBARÃO

### Abstract

The present work aims to investigate the oxygen flow inside the convergent-divergent nozzle of the lance used in the BOF converters of ArcelorMittal Tubarão plant. The soft, normal and hard blown conditions are analyzed through analytical equations and CFD. The results show that the nozzle contour does not promote a proper expansion of the flow, leading to kinetic energy losses due to the presence of strong shock waves. Additionally, the soft and normal blown conditions make the nozzle vulnerable to thermal wear, given that the exit pressure on these cases are less than the ambient pressure.

**Keywords:** Oxygen blown; BOF converter; Numerical Simulation; de Laval nozzle.

<sup>1</sup> Estudante de Engenharia Mecânica, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Espírito Santo, Vitória, Espírito Santo, Brasil.

<sup>2</sup> Engenheiro Metalúrgico, PhD, Especialista de Pesquisa e Desenvolvimento da ArcelorMittal Global R&D Brazil, Serra, Espírito Santo, Brasil.

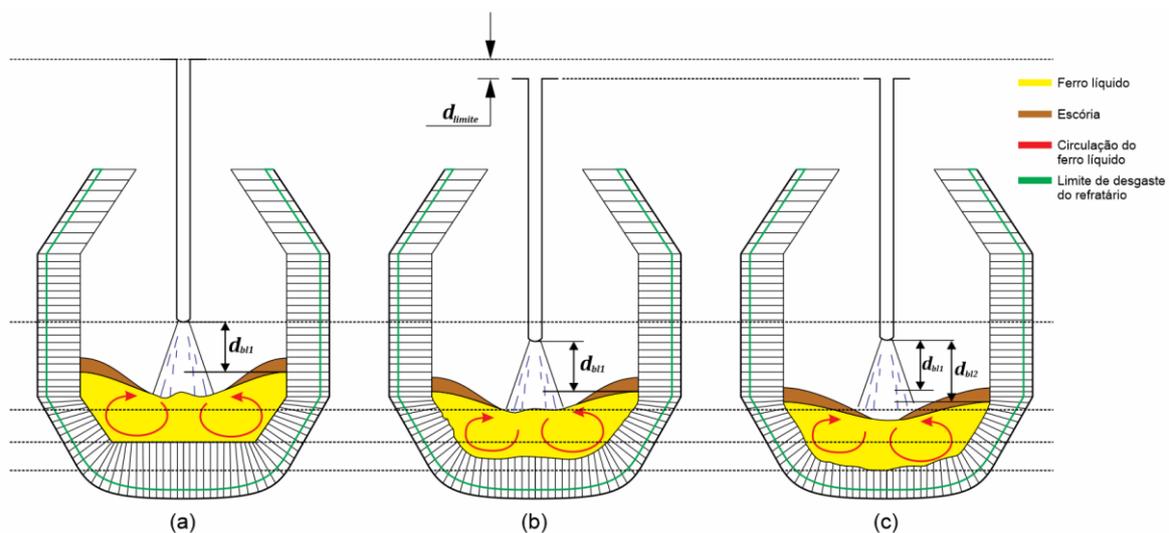
<sup>3</sup> Engenheira Ambiental, Contratada como Especialista de Pesquisa e Desenvolvimento a serviço da ArcelorMittal Global R&D Brazil, Serra, Espírito Santo, Brasil.

<sup>4</sup> Engenheiro Mecânico, PhD, Especialista de Pesquisa e Desenvolvimento da ArcelorMittal Global R&D Brazil, Serra, Espírito Santo, Brasil.

## 1 INTRODUÇÃO

A fabricação do aço em um convertedor BOF utiliza vários padrões de sopro de oxigênio, dependendo do tipo e qualidade do aço a ser fabricado. Entretanto, esses padrões seguem uma classificação básica: sopro macio, sopro normal e sopro duro, que se caracterizam pela altura da lança de oxigênio em relação ao banho e pela vazão utilizada [1]. A partir da posição mais alta da lança e/ou uma baixa vazão de oxigênio, tem-se o sopro macio. Diminuindo essa altura e aumentando a vazão, o sopro passa pela condição normal e, finalmente, o sopro duro. Nesta última condição, o oxigênio reage mais facilmente com o carbono, formando CO, e diminuindo a formação de FeO.

Ao longo de uma campanha, a circulação do ferro líquido causa o desgaste do material refratário no fundo do convertedor. Devido a esse fenômeno, a superfície do banho se afasta da lança a cada corrida, como ilustra a Figura 1. Medições a laser antes do início de uma corrida possibilitam o ajuste necessário da altura da lança pelo operador a fim de obter a mesma distância entre a ponta da lança e a superfície do banho durante os padrões de sopro ( $d_{bl1}$ , Figura 1 (a) e (b)). No entanto, a estrutura da lança de oxigênio dos convertedores da ArcelorMittal Tubarão (AMT) apresenta uma limitação mecânica que permite uma distância máxima  $d_{limite}$  de descida durante uma campanha. O avanço do desgaste do refratário faz com que a distância entre a ponta da lança e a superfície do banho aumente além do limite de compensação da lança ( $d_{bl2} > d_{bl1}$ , Figura 1 (c)), e o tempo total de sopro aumenta a cada corrida, até que seja necessária a reposição do material refratário, ainda que o limite de desgaste do refratário não seja alcançado. O fim prematuro da campanha interrompe a produção de aço até que se inicie uma nova campanha, com novos refratários.

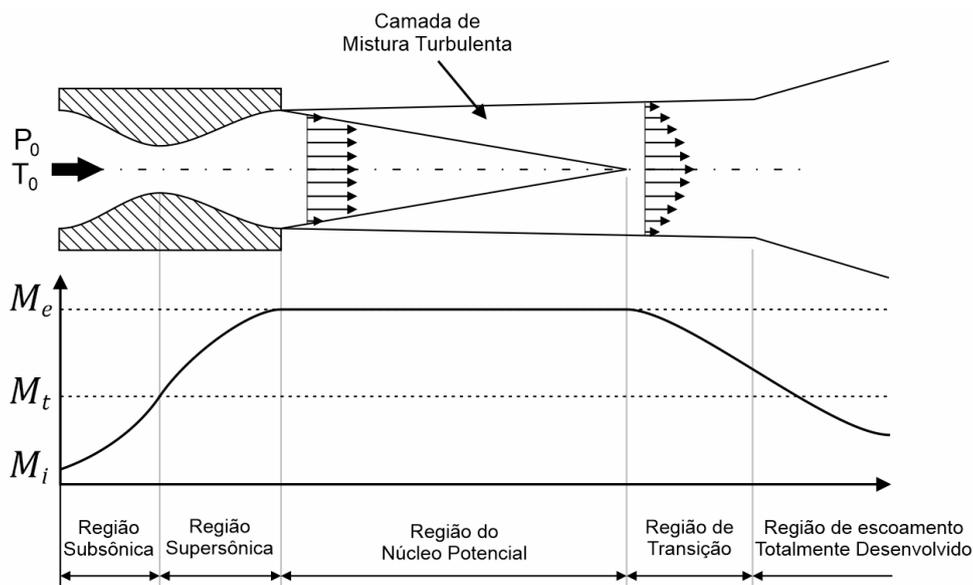


**Figura 1.** Variação da altura do banho devido ao desgaste do material refratário inferior do convertedor.

Com o intuito de aumentar o tempo de campanha dos convertedores, faz-se necessária a análise do escoamento de oxigênio através do bocal supersônico, bem como seu desenvolvimento em um ambiente nas condições de operação de um convertedor.

Devido as condições desfavoráveis a determinadas medições em um convertedor BOF, a investigação das características do escoamento supersônico através de

modelos experimentais a frio, isto é, a temperatura ambiente, é reportada na literatura [2] [3]. Entretanto, a fim de analisar o comportamento do jato supersônico frio em um ambiente a alta temperatura, como é o caso em um convertedor, Sumi *et al.* [4] conduziram experimentos em um ambiente a temperaturas de 285 K, 772 K e 1002 K, para um único bocal. Segundo os autores, o comprimento do núcleo potencial do jato cresce à medida que a temperatura ambiente aumenta. O comprimento do núcleo potencial é definido pela distância da saída do bocal ao ponto onde a magnitude da velocidade axial permanece constante [5] (Figura 2). Este núcleo tem efeito direto na duração da campanha de um convertedor BOF, visto que quando a superfície do banho é baixa o bastante para que o jato não o penetre em velocidade máxima, o sopro duro se torna cada vez menos possível.



**Figura 2.** Estrutura básica de um jato livre mostrando o núcleo potencial e a região da camada de mistura turbulenta. (Adaptado de Allemand *et al.* [6])

A utilização da fluidodinâmica computacional (CFD) possibilita a análise do escoamento do jato supersônico em um ambiente à alta temperatura. Através desta ferramenta, diversos autores contribuíram para a modelagem numérica do jato nas condições operacionais do convertedor. Alam *et al.* [7] reportaram que o modelo de turbulência  $k - \varepsilon$  padrão falha em reproduzir a redução da taxa de crescimento da região da camada de mistura quando um jato frio entra uma atmosfera quente. Os autores então propuseram uma correção de compressibilidade modificando a viscosidade turbulenta do modelo  $k - \varepsilon$  padrão, que leva em conta os efeitos da temperatura ambiente no jato, e validaram o modelo com os resultados experimentais de Sumi *et al.* [4]. Entretanto, Li *et al.* [8] concluíram que o modelo de turbulência  $k - \omega$  proporciona uma melhor previsão das características de jatos nas condições de um convertedor BOF, comparado com o modelo  $k - \varepsilon$ . Li *et al.* [9] propuseram uma correção de compressibilidade ao modelo SST  $k - \omega$ , relatando uma ótima previsão do comportamento do jato com os resultados experimentais [4]. Allemand *et al.* [6] investigaram a influência da variação da vazão de oxigênio no comprimento do núcleo potencial, concluindo que o comprimento do núcleo aumenta quando se aumenta a vazão.

O objetivo deste trabalho é investigar, por meio de simulação numérica, as características do escoamento de oxigênio através de um bocal da lança e seu desenvolvimento em um ambiente nas condições dos convertedores BOF da AMT.

O trabalho é realizado em duas etapas. Primeiramente, o modelo computacional de Li *et al.* [9] é reproduzido e seus resultados são comparados aos dados experimentais de Sumi *et al.* [4], a fim de validar a simulação do caso AMT. Em seguida, o modelo numérico é utilizado para investigar o escoamento de oxigênio nas condições de sopros macio, normal e duro em um padrão típico de sopro.

## 2 MATERIAIS E MÉTODOS

### 2.1 Bocal Convergente-Divergente

A fim de se expandir um escoamento através de um duto de velocidades subsônicas à supersônicas, este duto deve ter um formato convergente-divergente (CD). Em um escoamento isentrópico totalmente expandido, no trecho convergente, a velocidade aumenta até atingir a condição de bloqueio do escoamento, e este se torna sônico na garganta do bocal (número de Mach  $M = 1$ ). No restante divergente o escoamento é supersônico, devido à uma expansão gradativa e, como resultado, a velocidade do escoamento aumenta ainda mais até um valor máximo na saída do bocal [10].

As relações de escoamento supersônico isentrópico possibilitam o projeto de um bocal CD para aplicações específicas, como é o caso do bocal da lança de oxigênio de um convertedor de aciaria. Essas relações são dadas pelas Equações (1) a (4), considerando o fluido utilizado em estado de gás perfeito [10]:

$$\left(\frac{A}{A^*}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[ \frac{2}{\gamma+1} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{(\gamma+1)/(\gamma-1)} \quad (1)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{-1} \quad (2)$$

$$\frac{P}{P_0} = \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{-\gamma/(\gamma-1)} \quad (3)$$

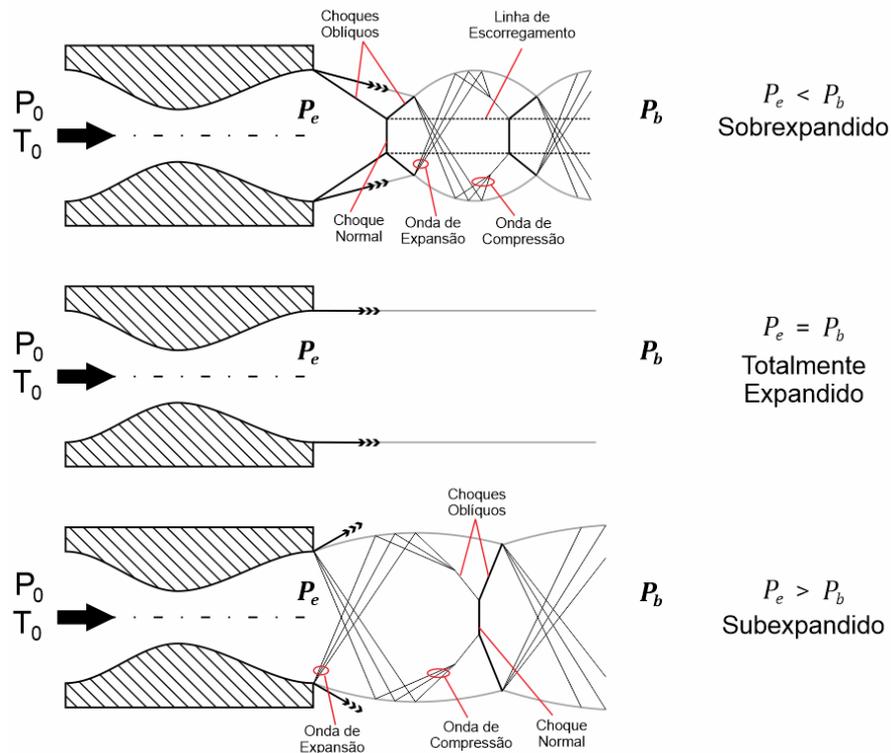
$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right]^{-1/(\gamma-1)} \quad (4)$$

onde  $A = A(x)$ ,  $P = P(x)$ ,  $T = T(x)$ ,  $\rho = \rho(x)$  e  $M = M(x)$ .  $A^*$  corresponde à área crítica do bocal, isto é, a área da seção transversal da garganta, e  $T_0$ ,  $P_0$  e  $\rho_0$  correspondem à pressão, temperatura e densidade do gás no reservatório, em condições de estagnação.

Ao passo que essas relações permitem prever as condições através de todo o bocal CD, elas não determinam o contorno apropriado da seção divergente do duto; em outras palavras, essas relações não determinam a variação apropriada de  $A(x)$  na direção do escoamento. Se o contorno do bocal não for projetado corretamente, choques oblíquos podem ocorrer dentro do bocal, levando à perda de energia cinética. A utilização de ferramentas de análise numéricas ou analíticas permitem avaliar a influência do contorno do bocal cônico (que é o caso do bocal AMT) na expansão do oxigênio.

O escoamento supersônico na saída do bocal é classificado de acordo com a diferença entre a pressão de saída e a pressão atmosférica [10]. Caso a pressão de saída seja menor que a da atmosfera ( $P_e < P_b$ ), diz-se que o escoamento é sobreexpandido, isto é, o escoamento na saída expandiu numa pressão abaixo da

pressão do ambiente, e choques normais podem ocorrer dependendo da magnitude dessa diferença. Caso a diferença entre essas pressões seja zero ( $P_e = P_b$ ), o escoamento está totalmente expandido. Em último caso, se a pressão de saída for maior que a pressão do ambiente ( $P_e > P_b$ ), o escoamento é subexpandido. Isto significa que ao atingir a saída do bocal, o escoamento ainda não foi totalmente expandido, e ao sair para o ambiente, continua em processo de expansão. A Figura 3 ilustra estas situações.



**Figura 3.** Classificação do escoamento supersônico e estruturas dos jatos de acordo com a diferença entre as pressões de saída do bocal ( $P_e$ ) e ambiente ( $P_b$ ). (Adaptado de Anderson [10]).

Apesar de um escoamento totalmente expandido e livre de choques internos ou externos seja desejado, este não é fisicamente possível devido às irreversibilidades do escoamento, ocasionando uma oscilação entre as condições de sobre e subexpansão. Adicionalmente, a condição subexpandida é de grande interesse na operação de um convertedor BOF, pois a expansão após a saída do bocal protege o mesmo do desgaste térmico que pode ocorrer caso a pressão de saída seja menor que a do ambiente (sobreexpansão) [11].

## 2.1 Modelo de Turbulência

O modelo SST  $k - \omega$  é utilizado para modelar os efeitos da turbulência no escoamento do jato supersônico. A escolha desse modelo é embasada pela literatura, a qual reporta uma concordância mais precisa com resultados experimentais quando comparado com outros modelos baseados nas Equações de Médias de Reynolds (RANS) [7] [8]. Neste modelo, as equações de energia cinética turbulenta  $k$  e da taxa de dissipação específica  $\omega$ , em condições estacionárias, são dadas por (Equações 5 e 6) [12]:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho k u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \omega u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega \quad (6)$$

em que  $G_k$  e  $G_\omega$  representam, respectivamente, a produção de energia cinética turbulenta  $k$  e a produção da taxa de dissipação específica  $\omega$ .  $Y_k$  e  $Y_\omega$  representam a dissipação de  $k$  e  $\omega$  devido à turbulência, respectivamente, e  $D_\omega$  representa o termo difusivo responsável pelo cruzamento dos modelos  $k - \omega$  e  $k - \varepsilon$ .

## 2.2 Correção de Compressibilidade

A correção de compressibilidade consiste na modificação da viscosidade turbulenta  $\mu_t$  nas equações (5) e (6), e definida por (Equação 7):

$$\mu_{t \text{ corrigida}} = \frac{\mu_t \text{ SST } k-\omega}{C_T} \quad (7)$$

em que  $C_T$  é o termo de correção de compressibilidade, definido por (Equação 4):

$$C_T = 1 + \frac{C_1 T_g^m}{1 + C_2 f(M_\tau)} \quad (8)$$

onde  $f(M_\tau)$  representa a região do domínio em que a correção é aplicada, dada por (Equação 9):

$$f(M_\tau) = \begin{cases} 0, & M_\tau \leq M_{\tau 0} \\ M_\tau^2 - M_{\tau 0}^2, & M_\tau > M_{\tau 0} \end{cases} \quad (9)$$

em que  $M_\tau$  representa o número de Mach turbulento, dado por (Equação 10):

$$M_\tau^2 = \frac{2k}{a^2} \quad (10)$$

$$a = \sqrt{\gamma R T} \quad (11)$$

onde  $M_{\tau 0} = 0,1$ , e  $a$  é a velocidade do som,  $\gamma$  é a constante de expansão adiabática,  $R$  é a constante específica de gás ideal e  $T$  é a temperatura (Equação 11). É importante notar que quando  $M_\tau \leq M_{\tau 0}$ , a correção de compressibilidade não acontece, revertendo o modelo SST  $k - \omega$  para sua forma original.

Na Equação (8),  $T_g$  representa a função do gradiente de temperatura total local normalizado pela escala local de turbulência (Equação 12).

$$T_g = \frac{|\nabla T_t| \frac{k^{1/2}}{\omega}}{T_t} \quad (12)$$

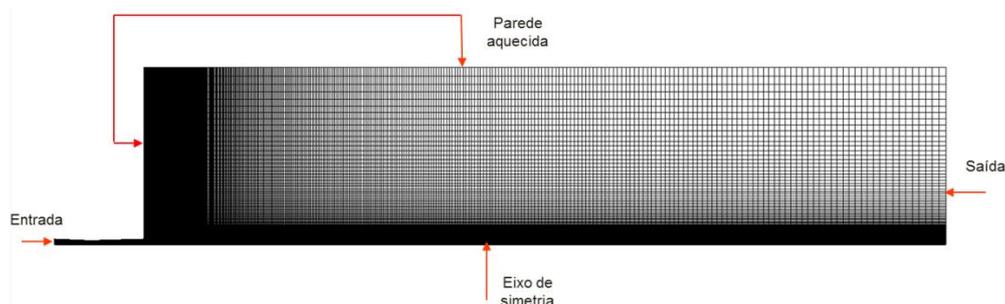
A razão pela qual o gradiente de temperatura total ( $\nabla T_t$ ) é utilizado é porque a temperatura total não é dependente do número de Mach e de seus efeitos. Desse modo, a correção ocorre apenas na camada de mistura, onde o gradiente de temperatura se localiza, e as características do escoamento que estão relacionadas com a camada de mistura, como a expansão e compressão do escoamento e choques internos, não afetam o modelo de turbulência [6].

As constantes  $m$ ,  $C_1$  e  $C_2$  na Equação (8) são constantes empíricas e iguais a 0,5, 1,0 e 1,2, respectivamente.

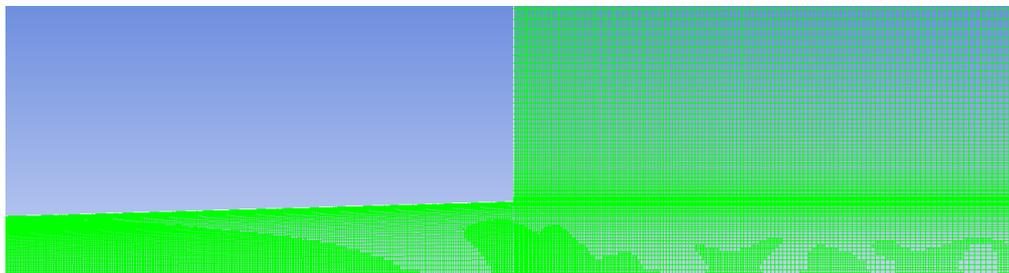
## 2.3 Domínios Computacionais

Os domínios computacionais são representados pelas geometrias dos bocais a serem estudados, ou seja: modelo de validação e caso AMT, juntamente com a parte onde o jato escoará livremente, com um comprimento de 70 diâmetros de saída do bocal e uma altura de 15 diâmetros. Em todos os casos, somente metade do domínio é simulado, e a condição de axissimetria é utilizada a fim de obter um menor tempo de simulação.

A malha computacional inicial para cada caso é estruturada, contendo aproximadamente 80.000 elementos. A fim de se obter soluções independentes da malha, utiliza-se a adaptação de malhas durante a solução do escoamento, baseada nos gradientes de pressão. Após essa adaptação, o número de elementos aumenta para aproximadamente 200.000. A Figura 4 mostra o domínio, a malha e as regiões onde as condições de contorno serão aplicadas. A Figura 5 mostra a malha após a adaptação.



**Figura 4.** Domínio computacional utilizado, indicando as condições de contorno.



**Figura 5.** Estado da malha após adaptação. O refino da malha ocorre somente nos locais de altos gradientes de pressão.

## 2.4 Condições de Contorno

Inicialmente, um caso base foi simulado para a validação do modelo numérico. Para tal, as condições de contorno foram selecionadas de modo a reproduzir as condições experimentais de Sumi *et al.* [4]. As condições de contorno utilizadas na validação e no caso da ArcelorMittal Tubarão (AMT) são dadas na Tabela 1, juntamente com os parâmetros geométricos dos bocais simulados. As condições de sopros macio, normal e duro são avaliadas através da variação da pressão de entrada do bocal.

**Tabela 1.** Condições de contorno e parâmetros geométricos

	Parâmetro	Validação	AMT
Entrada	Pressão Total [MPa]	0,52	0,73; 0,90; 1,05; 1,20
	Pressão Estática [Pa]	0,49	0,68; 0,83; 0,99; 1,12

	Temperatura Estática [K]	302	298
Saída	Pressão Estática [Pa]	0,10	0,12
	Temperatura Estática [K]	285; 772; 1002	1923
Bocal	Diâmetro da garganta [mm]	7,90	44,20
	Diâmetro da saída [mm]	9,20	59,45

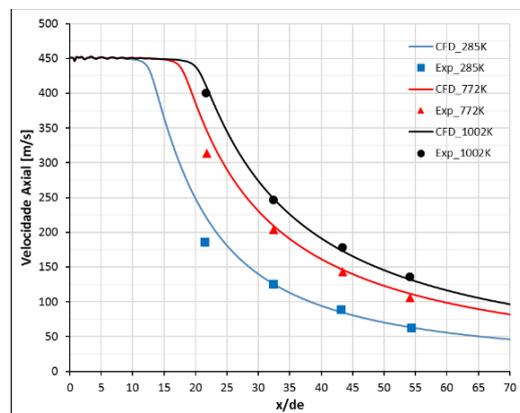
### 3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

#### 3.1 Simulação Computacional

As simulações foram realizadas em processamento paralelo, divididas em 4 núcleos de 3,2 GHz, que consumiram aproximadamente 10 horas cada uma. Ao final das mesmas, a diferença entre as vazões mássicas da entrada e da saída do domínio (*imbalance*) foi menor que 0,01% em todos os casos.

#### 3.2 Validação das simulações

Para validar as simulações, o modelo de Li *et al.* [8] foi reproduzido e seus resultados comparados com resultados experimentais [4] (Figura 6). Os resultados da simulação são representados pelas linhas contínuas, enquanto os resultados experimentais são representados pelos pontos. Como pode ser observado pela Figura 5, o modelo corrigido apresenta uma boa proximidade aos dados experimentais, que mostram o crescimento do núcleo potencial com o aumento da temperatura ambiente para três temperaturas: 298 K, 772 K e 1000 K.

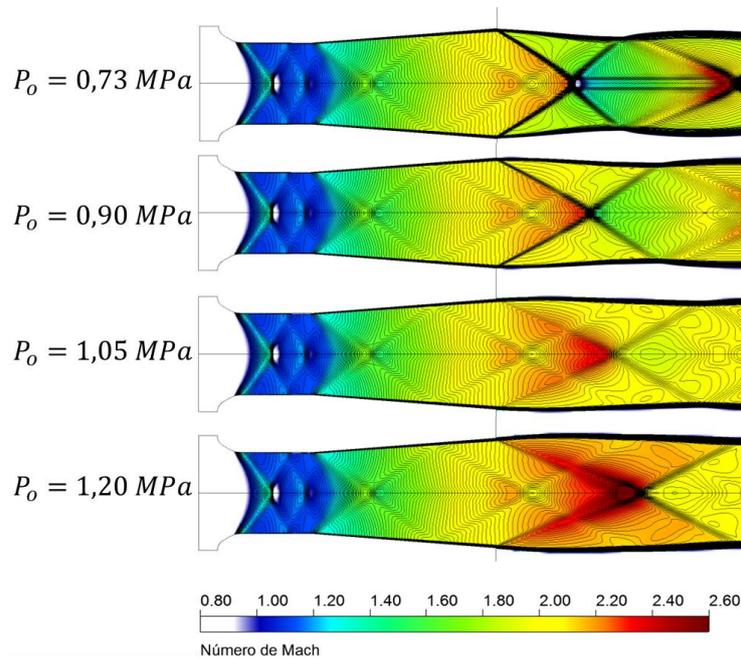


**Figura 6.** Perfis de velocidade axial do jato a partir da saída do bocal do caso de validação ( $x/de$  é a razão da distância da saída do bocal e o diâmetro de saída do bocal).

#### 3.3 Análise do Escoamento do Caso AMT

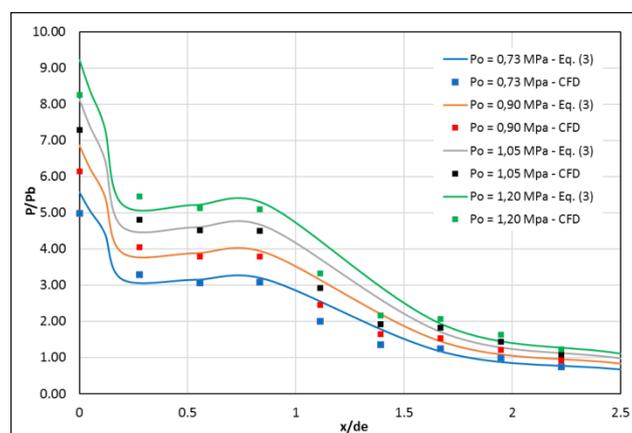
A Figura 7 mostra os resultados das simulações para as quatro pressões de entrada dadas na Tabela 1. Nela foram traçados linhas representando os números de Mach para auxiliar na visualização, e o mapa de cores representa valores de Mach iguais e maiores que 1. Os resultados da Figura 7 mostram que para todos os tipos de sopros (macio, normal e duro), o escoamento se torna supersônico após a garganta. Quando comparados qualitativamente aos casos teóricos da Figura 3, o escoamento na saída do bocal para a pressão de entrada  $P_0 = 0,73 \text{ MPa}$  é sobreexpandido, e para a pressão  $P_0 = 1,20 \text{ MPa}$  é subexpandido. Os escoamentos intermediários correspondentes às pressões  $P_0 = 0,90 \text{ MPa}$  e  $P_0 = 1,05 \text{ MPa}$  mostram a transição da condição sobreexpandida para subexpandida, respectivamente. Uma análise

teórica e quantitativa utilizando a Equação (3) através do bocal suporta essas afirmações, sendo os resultados desta análise expostos na Figura 8.



**Figura 7.** Contornos do Número de Mach para diferentes pressões de entrada do bocal ( $P_o$ ).

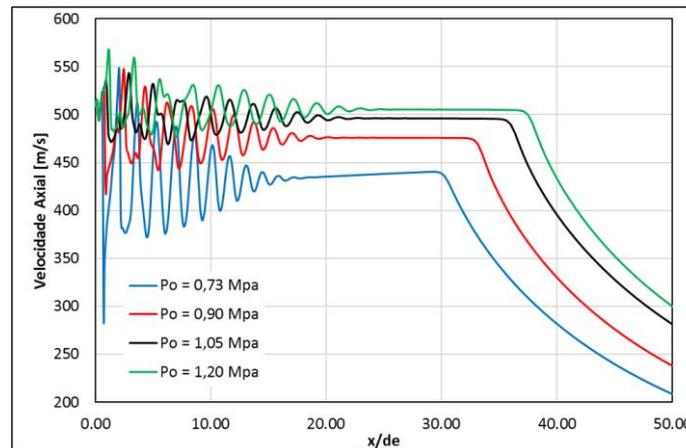
A Figura 8 mostra a comparação entre os resultados analíticos obtidos através da Equação (3) e os resultados obtidos através das simulações, para todo o comprimento do bocal – desde a entrada até a saída. As linhas sólidas e os pontos correspondem aos resultados analíticos e aos resultados das simulações, respectivamente. O eixo das ordenadas é expresso pela razão entre a pressão no bocal e a pressão ambiente ( $P/P_b$ ). Nos casos em que o escoamento na saída (em  $x/d_e = 2.5$ ) são sobexpandidos, a razão  $P/P_b$  é menor que 1 na saída, pois a pressão de saída é menor que a pressão ambiente. Para o caso em que o escoamento é subexpandido, esta razão se torna  $P/P_b > 1$ . O eixo das abcissas corresponde ao comprimento adimensional do bocal, representado pela variável  $x$  sobre o diâmetro de saída do bocal  $d_e$ .



**Figura 8.** Valores da razão entre a pressão no bocal e pressão ambiente ( $P/P_b$ ) através do comprimento do bocal, para os casos analíticos e simulados.

A diferença entre os resultados analíticos e simulados na Figura 8 é porque a Equação (3) calcula os valores da pressão estática média em uma determinada seção  $A(x)$  do bocal, enquanto que os valores das pressões estáticas das simulações são obtidos no eixo do bocal.

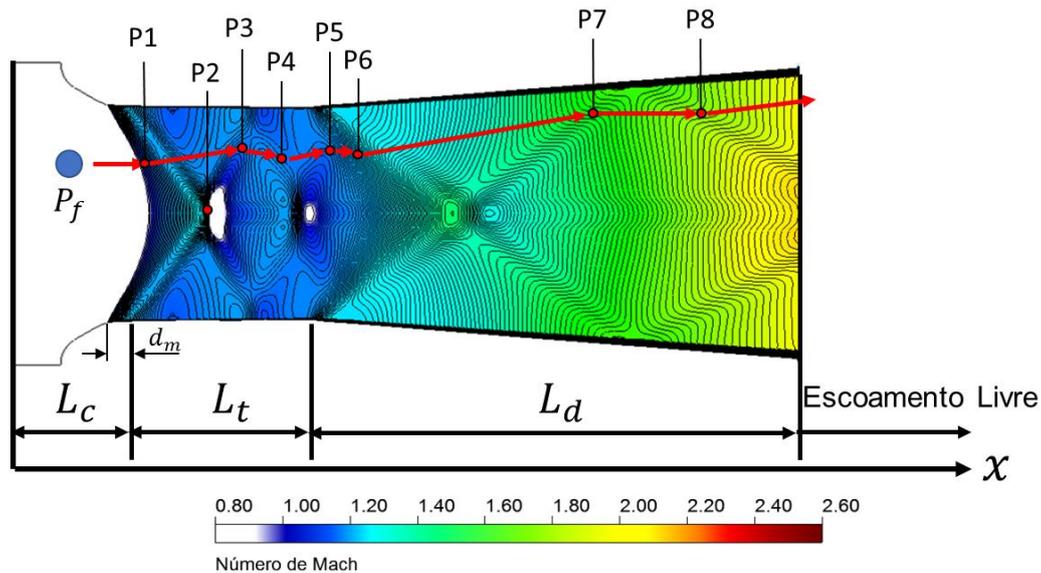
A Figura 9 mostra os resultados das simulações para a velocidade axial do jato livre, a partir da saída do bocal. As oscilações de velocidade presentes no trecho  $0 < x < 25$  são devidas às compressões e expansões periódicas do escoamento devido à diferença  $P_e \neq P_b$ . Nesta figura, nota-se o crescimento do núcleo potencial com o aumento da pressão de entrada. Aumentando-se  $P_o$  de 0,73 MPa para 1,20 MPa (+64%), o comprimento do núcleo cresce aproximadamente 25%.



**Figura 9.** Perfis de velocidade axial do jato a partir da saída do bocal para diferentes pressões de entrada do caso AMT.

Complementando a análise da Figura 9, a velocidade de saída do bocal e o comprimento do núcleo potencial aumentam com o aumento da pressão de entrada. Este fenômeno pode ser atribuído ao aumento da pressão e, conseqüentemente, da temperatura ao longo do escoamento, acarretando no aumento da velocidade local do som (Equação 11). Isto implica que a velocidade correspondente ao valor de Mach na saída é maior quando a pressão de entrada é maior.

A Figura 10 permite a visualização das discontinuidades presentes no escoamento supersônico no interior do bocal, considerando que a distribuição do número de Mach é similar para todas as condições de entrada de acordo com a Figura 7. O oxigênio escoar na direção positiva de  $x$ . As seções do bocal são divididas em: convergente ( $L_c$ ), garganta ( $L_t$ ), e divergente ( $L_d$ ). O oxigênio escoar livremente após a saída do bocal. Antes mesmo de chegar à garganta, o escoamento sofre a condição de bloqueio e passa a ser de caráter sônico. O local onde o escoamento entra no regime supersônico é definido pela variável  $d_m$ . Isso significa que a vazão de oxigênio é levemente maior que a vazão de projeto do bocal ( $Q_{sopro} > Q_{projeto}$ ).



**Figura 10.** Descontinuidades de expansão e compressão no escoamento através do bocal. Apenas o escoamento supersônico ( $M > 1$ ) é representado.

Uma partícula de oxigênio  $P_f$ , ao encontrar a linha correspondente à Mach igual a 1 (ponto P1), passa por uma onda de expansão, virando gradativamente em direção à parede da garganta e sofrendo uma aceleração. No entanto, após passar por essa onda de expansão, a área de seção transversal constante da garganta impede que o fluido se expanda, e uma onda de choque é formada a fim de redirecionar o fluxo de volta à direção axial do escoamento. Devido a essa contração abrupta do escoamento, essa onda de choque tem caráter normal em P2 e oblíqua em P3. Imediatamente após P2, a perda de energia devido à onda de choque normal é suficiente para que o escoamento volte a ser sônico (os valores de Mach menores que 1 estão fora da escala na Figura 10, correspondendo à uma região subsônica imediatamente após P2). Em seguida, P3 deflete  $P_f$  de volta à direção axial do fluxo, porém em um ângulo maior que o necessário para a retificação do escoamento, sendo necessária outra onda de choque em P4, mais fraca que a anterior, para corrigir a direção da partícula. Outra onda de choque ainda mais fraca em P5 se forma para aproximar o escoamento de um fluxo totalmente axial.

Após o término da seção da garganta  $L_t$ , uma segunda onda de expansão se forma a fim de expandir o escoamento durante sua passagem pela seção cônica  $L_d$  do bocal, e acelerá-lo à velocidade terminal de saída para o ambiente. Ainda que a área de seção transversal de  $L_d$  é variável até a saída do bocal, a expansão onde P6 é localizado é maior que a capacidade do difusor de expandir o escoamento, e a partícula  $P_f$  vira novamente em direção à parede em um ângulo em relação ao eixo do bocal maior que o ângulo da parede. Duas ondas de choque se formam novamente em P7 e P8, na tentativa de compensar a diferença entre esses ângulos, até que a partícula passe pela saída do bocal e escoe livremente no ambiente.

#### 4 CONCLUSÕES

Através da análise fluidodinâmica computacional, é possível observar e compreender o comportamento do escoamento de oxigênio através do bocal convergente-divergente, para os diferentes tipos de sopro de um convertedor BOF. Ainda que o número de Mach seja o mesmo no interior do bocal para cada condição

de entrada, as pressões ao longo do bocal não são iguais, podendo as condições de saída serem sobre ou subexpandidas, dependendo da diferença entre as pressões de saída do bocal e ambiente. Nos casos do sopro macio e início do sopro normal, a condição de sobreexpansão do jato torna o interior do bocal vulnerável ao desgaste térmico, visto que a natureza instável do choque oblíquo na saída do bocal pode ocasionar o descolamento da camada limite em torno da saída, interrompendo o resfriamento apropriado do bocal e possibilitando a entrada de gases quentes do convertedor dentro do bocal.

Como analisado na Figura 9, o comprimento do núcleo potencial aumenta com o aumento da vazão de operação.

A análise da Figura 10 permite inferir que o comprimento da garganta do bocal convergente-divergente deve ser o menor possível (idealmente igual à zero), para que não ocorram ondas de choque fortes, que ocasionam perdas de velocidade ao longo do escoamento.

Afim de aumentar a vida útil de uma campanha do convertedor BOF, um novo bocal deve ser projetado visando a eliminação das ondas de choques fortes no interior do bocal, e o escoamento deve ser investigado e comparado com o caso atual da ArcelorMittal Tubarão quanto ao efeito do contorno apropriado no comprimento do núcleo potencial.

## REFERÊNCIAS

- 1 CHAVES AJM. Avaliação do desempenho operacional de um convertedor LD através do desenvolvimento do processo de sopro com lança de quatro furos. Dissertação (Mestrado em Curso de Pós-Graduação em Engenharia Metalúrgica e de Minas). Escola de Engenharia da UFMG. Universidade Federal de Minas Gerais, Minas Gerais, 2006.
- 2 NAITO K, OGAWA Y, INOMOTO T, KITAMURA S, YANO M. Characteristics of jets from top-blown lance in converter. *ISIJ International*. 2000;40(1):23-30.
- 3 TAGO Y, HIGUCHI Y. Fluid flow analysis of jets from nozzles in top blown process. *ISIJ International*. 2003;43(2):209-215.
- 4 SUMI I, KISHIMOTO Y, KIKUCHI Y, IGARASHI H. Effect of high-temperature field on supersonic oxygen jet behavior. *ISIJ International*. 2006;46(9):1312-1317.
- 5 GAUNTNER JW, LIVINGOOD JNB, HRYCAK P. Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. Technical Note. Nasa. Lewis Research Center, Cleveland, Ohio. 1970.
- 6 ALLEMAND B, BRUCHET P, CHAMPINOT C, PORZUCEK F. Theoretical and experimental study of supersonic jets – industrial application in EAF. *Revue de Métallurgie*. 2001;98(6):571-587.
- 7 ALAM M, NASER J, BROOKS GA. CFD simulation of supersonic oxygen jet Behaviour inside a high temperature field. Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries. CSIRO, Melbourne, Australia. 2009.
- 8 LI M, LI Q, HE Y. Effect of operation parameters on supersonic jet behaviour of BOF six-nozzle oxygen lance. *Ironmaking & Steelmaking*. 2014;41(9):699-709.
- 9 LI Z, ZHANG L, CANG D. Temperature corrected turbulence model for supersonic oxygen jet at high ambient temperature. *ISIJ International*. 2017;57(4):602-608.
- 10 ANDERSON JD. Modern compressible flow: with historical perspective. Terceira Edição. McGraw-Hill. 2003.
- 11 MAIA BT, RIBEIRO AR, SANTOS BOA, SOUZA CA, GARAJAU FS, GUERRA MSL. Continuous developments at the Steel Plant 1 Usiminas Ipatinga through Slagless® Technology. Conference: AISTech at Cleveland. 2015;1.
- 12 ANSYS Inc. ANSYS Fluent Theory Guide. 2013.