

# Simulações numéricas em um hidrociclone, avaliando a eficiência da coleta de partículas

*Numerical simulations in a hydrocyclone, analyzing particle collection efficiency*

**Bernardo Abdão Pinto**

Graduando do curso de Engenharia Mecânica (UNIPAM).

E-mail: [bernardoap@unipam.edu.br](mailto:bernardoap@unipam.edu.br)

**Samuel Correa**

Graduando do curso de Engenharia Mecânica (UNIPAM).

E-mail: [samuelsc@unipam.edu.br](mailto:samuelsc@unipam.edu.br)

**João Rodrigo Andrade**

Professor orientador (UNIPAM).

E-mail: [joaorandrade@unipam.edu.br](mailto:joaorandrade@unipam.edu.br)

---

**Resumo:** Neste presente trabalho, avalia-se a eficiência de coleta de partículas por um hidrociclone a partir de simulações computacionais. Fundamenta-se em artigos, livros didáticos, dissertações, teses, projetos. Pelo suporte da fluidodinâmica computacional, utilizando-se o software ANSYS, é possível analisar diferentes geometrias e observar quais seriam as alterações de eficiência de coleta a partir dessa mudança. Posteriormente à simulação, é feita a comparação entre o resultado com os resultados experimentais da literatura, concluindo, assim, o objetivo final do estudo.

**Palavras-chave:** Hidrociclone. Fluidodinâmica Computacional. Eficiência.

**Abstract:** The present work evaluates the efficiency of particle collection by a hydrocyclone from computer simulations. It is based on articles, textbooks, essays, theses and projects. Considering the support of the computational fluid dynamics, using ANSYS software, it is possible to analyze different geometries and observe the changes in collection efficiency from this change. Subsequently to the simulation, a comparison between the result and the experimental results of the literature is made, thus confirming the final objective of this study.

**Keywords:** Hydrocyclone. Computational Fluid Dynamics. Efficiency.

---

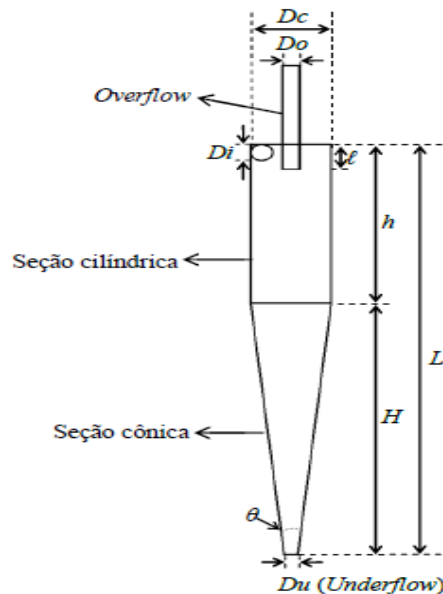
## 1 INTRODUÇÃO

Equipamentos como centrífugas e filtros têm utilidade similar ao hidrociclone, entretanto não operam de forma econômica em altas velocidades de rotação. Além disso, o objeto de estudo dispõe de alta credibilidade em seu funcionamento, uma vez que desfruta de arquitetura simples, sem componentes móveis. Além do mais, em situações em que ocorram mudanças no funcionamento, tal como instabilidade no

fluxo, bons resultados de separação ainda podem ser obtidos (SILVA, 2012). Desta forma, o instrumento de aprendizagem é largamente usado para separação de partículas em altos teores de transferência devido a seu gasto inferior, arquitetura sucinta, elevada eficácia e baixa corpulência. De acordo com Spipriya *et al* (2007 *apud* SILVA, 2012) “hidrociclones pertencem a uma classe de dispositivos de classificação fluido-sólido que separam material disperso de uma corrente de fluido”.

O modelo de hidrociclone habitual com proporções características é ilustrado na Figura 1:

**Figura 1** - Representação esquemática de um hidrociclone com proporções características



Fonte: SILVA, 2012.

Referente a um significativo conjunto de dispositivos designados a disjunção de sólido-líquido ou de líquido-líquido em campo centrífugo, os hidrociclones foram patenteados primitivamente, em 1981, por Bretney com intuito de separação sólido/líquido na indústria mineradora e, a partir disso, tornaram-se um processo unitário. (CHINÉ; CONCHA, 2000 *apud* SILVA, 2012). Inicialmente eram pouco vulgarizados e limitados a apenas algumas funções. Contudo, em meados de 1940, esse cenário transformou-se com sua aplicação direta à indústria de extração e processamento mineral (SVAROVSKY, 1984 *apud* SILVA, 2012). A partir disso, numerosas pesquisas tratando de hidrociclones surgiram, contribuindo diretamente para o aperfeiçoamento do equipamento. Preliminarmente, devido à sua prevalência de aplicações em meio aquoso, ele ficou conhecido como ciclone hidráulico (*hydraulic cyclone*); posteriormente foi denominado hidrociclone (SILVA, 2012). Faz-se necessário enunciar que o comprimento total é conhecido pela adição dos segmentos cilíndrico e cônico ( $L = h + H$ ).

O critério de separação adotado em hidrociclones é a sedimentação por intermédio da força centrífuga, assim produzindo uma aceleração centrífuga que desprende as partículas do fluido. Para instigar o movimento circular, é necessário

inserir tangencialmente, na parte superior do cilindro, energia em forma de pressão. O movimento rotacional, no decorrer do trajeto, produz uma aceleração centrífuga que projeta as partículas na parede do instrumento (SILVA, 2012). Assim sendo, com a abertura *underflow* possuindo um pequeno diâmetro, é permitido que apenas uma pequena parcela da alimentação fornecida inicialmente seja descarregada. À vista disso, a fração que não é recolhida pelo *underflow* produz um vórtice intrínseco, contrário ao primeiro vórtice e orientado para o topo deslocando ao canal *overflow* (SVAROVSKY, 1984 *apud* SILVA, 2012).

Dissecar, de forma particular, todos os fenômenos apresentados acima têm grande relevância nos campos acadêmico, industrial e econômico. Neste contexto, o presente estudo tem o propósito de investigar, por meio de análises numéricas, a eficiência do colhimento de partículas e, posteriormente, relacionar com modelos já obtidos por meio de algoritmos computacionais e resultados empíricos.

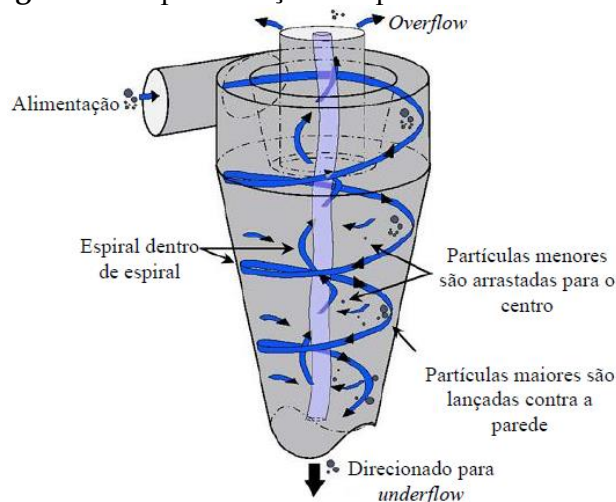
## 2 REVISÃO LITERÁRIA

### 2.1 FUNCIONAMENTO DOS HIDROCICLONES

Segundo Spipriya *et al* (2007 *apud* SILVA, 2012), com fundamento no fluxo rotacional, torna-se possível a separação das partículas, originando uma força centrífuga que agirá sobre as partículas suspensas. O abastecimento é feito tangencialmente, juntamente com pressão e alta velocidade, para produzir uma grande força centrífuga. O fluido injetado na parte superior efetua uma trajetória helicoidal com elevada velocidade, indo do pico até o limite inferior, como mostrado na Figura 2.

Compreendido por Almeida (2008 *apud* SILVA, 2012), as partículas têm tendência de deslocar-se para baixo, influenciadas pela parede lateral e pelo comprimento do vortex finder (tubo colocado na extremidade superior do hidrociclone), que possui uma ação direta com a eficiência de separação e uso da energia no sistema. O tamanho ideal deste depende da quantidade de partículas, e deve ser obtido de preferência por experimentação (MARTÍNEZ, 2008).

**Figura 2** – Representações do pico e limite inferior



Fonte: Danylo de Oliveira Silva, 2012.

As forças ocasionadas pelo movimento rotacional do fluido — empuxo (diferenças de densidade entre fluido e partícula) e arraste (intrínseco ao escoamento do fluido) — estão diretamente relacionadas ao colhimento das partículas (SILVA, 2012).

## 2.2 FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL (CFD)

Com o advento da informática na contemporaneidade, é possível usufruir de processamento e armazenamento computacional de maneira usual. Nessa situação, é legítimo citar a fluidodinâmica computacional, que, se utilizada corretamente, auxilia e executa simulações com baixas margens de erro, além de possibilitar resultados com maior precisão em situações complexas e de relevância industrial.

O rápido desenvolvimento de recursos capazes de processar e melhorar pacotes de software CFD permitiu o estudo aprofundado sobre a dinâmica dos fluidos. Destarte, é possível observar um grande crescimento da aplicação do CFD em análises e pesquisas acadêmicas sobre o escoamento de fluidos (DOMINGOS, 2017).

Análises experimentais em laboratório são imprescindíveis para validação de modelos matemáticos e físicos. No entanto, são limitadas a um entendimento raso do fenômeno, além de apresentar grande demanda de tempo, mão de obra, matéria prima, e recursos financeiros (SILVA, 2012). Por conseguinte, simulações computacionais comprovam-se mecanismos que colaboram diretamente com a técnica experimental permitindo um melhor entendimento dos fenômenos presentes no problema, além de possibilitar a idealização de novos processos e dispositivos (MURPHY *et al.*, 2007 *apud* SILVA, 2012).

Muzamber (2012) afirma que, junto a uma análise de CFD realizada em cotovelos 90° com alteração de diâmetro e velocidade como variável de entrada, a comprovação da simulação e os desfechos se mostraram eficientes e anexos à realidade. Isso mostra a facilidade que o instrumento CFD pode gerar para a comunidade científica.

## 2.3 EFICIÊNCIA TOTAL DE SEPARAÇÃO ( $\eta$ )

A eficiência total de separação ( $\eta$ ) corresponde a todos os sólidos recolhidos pelo *underflow*, independentemente de como o hidrociclone executa a disjunção de partículas, seja pelo arraste fornecido pelo fluido, seja pela atuação efetiva do campo centrífugo (SILVA, 2012). Assim sendo, a equação para cálculo de eficiência total de separação é obtida por intermédio do produto da concentração mássica ( $C\omega_u$ ) pela vazão mássica ( $W_u$ ) na corrente do *underflow*, dividido pelo produto similar na corrente de alimentação (VIEIRA, 2006 *apud* SILVA, 2012), conforme apresentado na Equação 1:

$$\eta = \frac{C\omega_u \cdot W_u}{C\omega_a \cdot W_a} \quad (1)$$

### 3 METODOLOGIA

#### 3.1 SIMULAÇÕES INICIAIS

Inicialmente, para facilitar o aprendizado, foram realizadas simulações solucionando problemas axissimétricos de escoamento, ou seja, somente em duas dimensões. O software de utilizado foi o ANSYS Workbench.

##### 3.1.1 Suposição axissimétrica

Preliminarmente, foi preciso entender como é a hipótese de um escoamento bidimensional, assim são necessárias algumas suposições.

Ilustrado na figura 3, este é caracterizado por dois tipos de direções a serem analisadas, radial e axial. Assim sendo,  $p = (r, z)$ , em que a pressão está em função do raio "r" e do eixo "z".

**Figura 3** - Direções radial e axial



Fonte: Os autores, 2019.

A velocidade, ao contrário, é entendida de outro modo. Observa-se que, de uma vista frontal, seria possível obter-se mais um tipo de velocidade, a radial, em que o ângulo  $\theta$  varia conforme o raio  $r$ . A equação então seria dada pela fórmula 2

$$\vec{V} = V_r \hat{e}_r + V_z \hat{e}_z + V_\theta \hat{e}_\theta \quad (2)$$

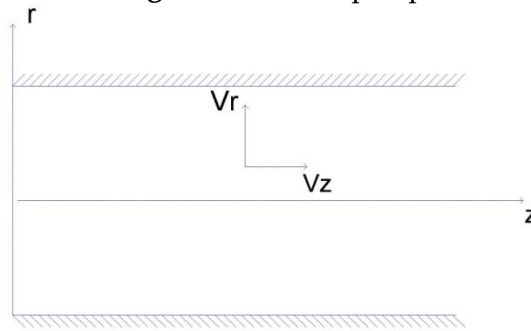
em que  $(r, \theta, z)$  são, respectivamente, velocidade radial, axial e circunferencial

Contudo, tratando-se de um problema em duas dimensões, utiliza-se equação 3

$$\vec{V} = V_r \hat{e}_r + V_z \hat{e}_z \quad (3)$$

em que a velocidade circunferencial é suprimida.

Posteriormente, escolhendo um ponto qualquer, obtém-se a figura 4:

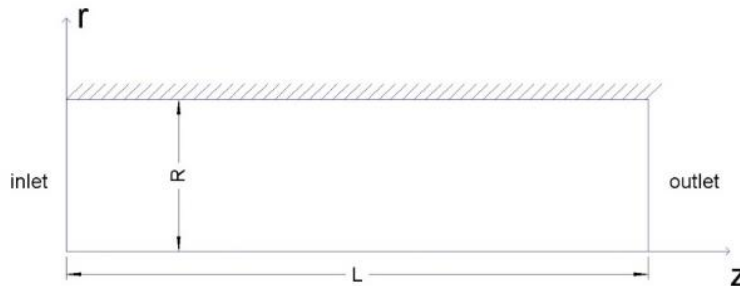
**Figura 4 – Ponto qualquer**

Fonte: Os autores, 2019.

Assim sendo,  $V_r = (r, z)$  e  $V_z = (r, z)$ .

### 3.1.2 Domínio

O domínio de estudo se dá pelo campo de escoamento até o eixo central, chamado aqui de eixo de simetria, ilustrado na figura 5.

**Figura 5 - Domínio**

Fonte: Os autores, 2019.

Observa-se que os eixos x e y são substituídos, respectivamente, pelo eixo de simetria (z) e a coordenada radial (r). As equações 4 e 5 mostram qual a variação dos eixos z e r, na devida ordem.

$$0 \leq z \leq L \quad (4)$$

$$0 \leq r \leq R \quad (5)$$

L é o comprimento do escoamento e R é o raio.

### 3.1.3 Equação governante

Consideraremos o escoamento laminar, estável, bidimensional e incompressível, posteriormente a equação 6, que governa a simulação e é aplicada ao eixo radial, é dada por:

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right) \quad (6)$$

em que  $\rho \left( v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \right)$  é a aceleração na direção  $r$ ,  $-\frac{\partial P}{\partial r}$  é pressão e  $\mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} \right)$  é considerado o atrito viscoso.

Em seguida, usa-se o mesmo raciocínio para o eixo axial, alcançando a equação 7.

$$\rho \left( v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \mu \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) - \frac{v_z}{r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) \quad (7)$$

### 3.1.4 Condições de contorno

Sendo o problema resolvido no escoamento ilustrado na figura 3, algumas definições necessitam ser enumeradas. Na entrada, (inlet)  $v_z = 1 \text{ m/s}$  e  $v_r = 0 \text{ m/s}$ . Posteriormente, na saída (outlet),  $P = 1 \text{ atm}$ . Nas paredes (pipe\_wall),  $v_z = v_r = 0 \text{ m/s}$  devido ao atrito. No eixo de simetria,  $z \frac{\partial v_r}{\partial r} = \frac{\partial v_z}{\partial r} = \frac{\partial P}{\partial r} = 0$ , uma vez que não há variação de velocidade e pressão nesta direção.

## 3.2 CICLONE

A apuração da eficiência de coletas de partículas será efetuada por intermédio de testes numéricos providos do código computacional UNSCYFL3D (Unsteady Cyclone Flow 3D). Este é desenvolvido por um grupo de professores da Universidade Federal de Uberlândia. No algoritmo, serão utilizadas as equações filtradas ou médias de Navier Stokes para fluidos newtonianos em escoamentos não compressíveis. A solução numérica é obtida por meio do método dos volumes finitos em malhas não estruturadas; por intermédio deste, é possível resolver escoamentos em geometrias complexas.

Segundo Martins (2016, p. 49), são recomendados três tipos diferentes de modelagem matemática para a solução do escoamento em ciclones: simulação numérica direta (DNS – *Direct Numerical Simulation*), simulação das grandes escalas (LES – *Large Eddy Simulation*) ou modelo das tensões de Reynolds (RSM – *Reynolds Stress Model*), uma vez que o escoamento é anisotrópico (não possui homogeneidade e isotropia espacial e temporal), portanto a única maneira de resolver o problema são as modelagens citadas acima. Por ser custosa em processamento computacional, a simulação numérica direta será inutilizada neste estudo. Contudo, as modelagens RSM e LES serão aplicadas, pois avaliam a anisotropia sem precisar determinar todas as escalas de escoamento (MARTINS, 2016).

### 3.3 MODELAGEM NAS TENSÕES DE REYNOLDS (RSM)

O resultado no modelo das tensões de Reynolds parte do processo de média nas equações de Navier-Stokes. Neste caso, as incógnitas instantâneas são fragmentadas em médias e flutuações (MARTINS, 2016).

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (8)$$

$$\phi_i = \bar{\phi}_i + \phi'_i \quad (9)$$

em que  $\bar{u}_i$  e  $u'_i$  são, na devida ordem, média e flutuação das componentes da velocidade, e  $\phi_i$  simboliza a pressão ou algum outro escalar transportado.

Para obtenção das equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds para regime transiente (URANS – *Unsteady Reynolds Navier-Stokes Equation*), no qual o escoamento é solucionado e as flutuações modeladas, sobrepõem-se os componentes de médias e flutuações nas variáveis instantâneas das equações de Navier-Stokes (MARTINS, 2016).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] + S_{\bar{u}_i p} \quad (11)$$

A sequência  $S_{\bar{u}_i p}$  representa a fonte por consequência da interação com a fase dispersa e  $\overline{u'_i u'_j}$  é o tensor de Reynolds.

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} \overline{u' u'} & \overline{u' v'} & \overline{u' w'} \\ \overline{v' u'} & \overline{v' v'} & \overline{v' w'} \\ \overline{w' u'} & \overline{w' v'} & \overline{w' w'} \end{bmatrix} \quad (12)$$

Por motivo de sua simetria, o tensor de Reynolds dispõe de seis termos distintos. A solução de cada um é efetuada por intermédio de uma equação diferencial de transporte. O resultado é mostrado na Equação abaixo (LAUNDER *et al.*, 1975 *apud* MARTINS, 2016).

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho \overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_k \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + p (\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \mu \left( \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right) \right] - \rho \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + p \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) - 2\mu \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial k} \right) \end{aligned} \quad (13)$$



Segundo Martins (2016), “cada termo da equação acima representa um processo físico de transporte. Da esquerda para direita têm-se: o derivativo temporal, advecção, difusão turbulenta, difusão molecular, produção, tensãopressão e dissipação turbulenta”.

### 3.4 SIMULAÇÕES DAS GRANDES ESCALAS

Na simulação de grandes escalas (LES), as equações de Navie-Stokes são filtradas, e suas variáveis instantâneas são subdivididas em uma componente solucionada,  $\bar{f}(\vec{x}, t)$ , e uma componente no que concerne à parte filtrada (ou submalha),  $f'(\vec{x}, t)$ . As amplas estruturas tridimensionais transientes da turbulência são determinadas, ao passo que as interações das curtas escalas, chamadas de escalas submalha, são modeladas (MARTINS, 2016).

$$f(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}, t) + f'(\vec{x}, t) \quad (14)$$

Empregando a fórmula acima nas equações de Navier-Stokes, obtêm-se equações filtradas de Navier-Stokes para escoamento incompressível em fluidos newtonianos:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_{\bar{u}_i, p} \quad (16)$$

As equações filtradas desfrutam do tensor residual,  $\overline{u'_i u'_j}$ , que tem seu início nos movimentos submalha. O fechamento é obtido por meio da modelagem do tensor submalha com um modelo de viscosidade turbulenta ou com modelos algébricos. Como no presente estudo será utilizado o modelo de Smagorisky, o fechamento da Equação 17 será usado, considerando-se a hipótese de Boussinesq, surgindo, assim, a viscosidade turbulenta. (MARTINS, 2016).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_{\bar{u}_i, p} \quad (17)$$

O modelo interpretado por Martins (2016) faz uso da teoria do equilíbrio local, isto é, é assumido que a produção das tensões turbulentas submalha seja igual à dissipação (GERMANO *et al.*, 1991 *apud* MARTINS, 2016).

$$\wp = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} \quad (18)$$

$$\varepsilon = -c_1 \frac{\overline{u_i' u_j'}}{l} \quad (19)$$

O coeficiente de proporcionalidade  $\nu_t$  (viscosidade turbulenta), por afinidade à teoria do comprimento de mistura, é modelado como

$$\nu_t = (Cs\Delta)^2 \bar{S} \quad (20)$$

em que

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad \bar{S} = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad (21)$$

em que  $\Delta$  e  $Cs$  são, respectivamente, o comprimento característico do filtro e um parâmetro a ser determinado ou ajustado. Este parâmetro foi interpretado analiticamente, para turbulência homogênea e isotrópica, por Lilly (1992, *apud* MARTINS, 2016), como sendo

$$Cs = 0,18. \quad (22)$$

Apesar de determinada analiticamente, é comprovado que a constante pode transformar-se em outros valores ajustados com o número de Reynolds, com a resolução da malha entre outros parâmetros adimensionais (GERMANO *el*, 1990, FERIZER; PERIC, 2002 *apud* MARTINS, 2016). Porém, no caso do presente estudo, será utilizada  $Cs = 0,1$ .

Segundo Martins (2016), devido à viscosidade turbulenta próxima às paredes não diminuir conforme observado fisicamente, é usual utilizar-se a função de Van Driest (Equação 17) para redução da viscosidade nessas regiões (FERZIGER; PERIC, 2002).

$$Cs = Cs_0 \left( 1 - e^{-n^+/A^+} \right)^2 \quad (23)$$

$$n^+ = \frac{\rho u_\tau y_p}{\nu} \quad (24)$$

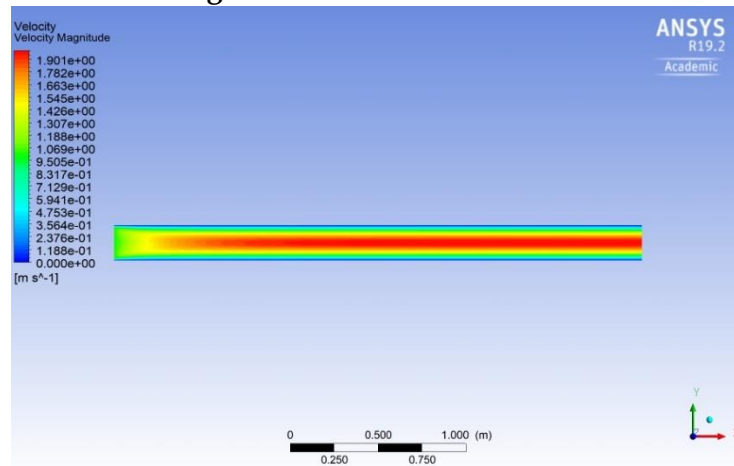
$$A^+ = 25 \quad (25)$$

$u_\tau$  e  $y_p$  são, respectivamente, velocidade de cisalhamento e distância do centroide do volume de controle, que faz parte da malha, até a parede mais próxima.

## 4 RESULTADOS

### 4.1 SIMULAÇÕES INICIAIS

**Figura 6 – Perfil de velocidade**

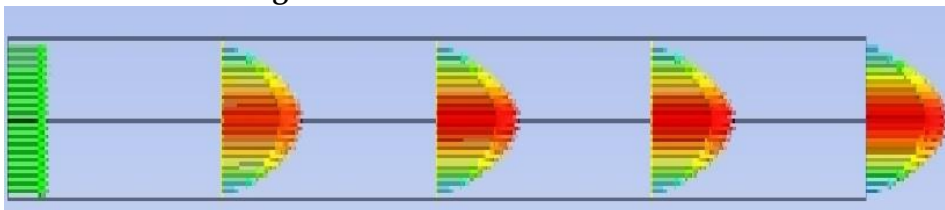


Fonte: Os autores, 2018.

A figura 6 ilustra o gradiente de velocidade ao longo do escoamento. Densidade e viscosidade são, respectivamente,  $1 \text{ kg/m}^3$  e  $1 \times 10^{-3}$  e, conseqüentemente, o número Reynolds encontrado foi 100.

Na entrada do escoamento, a velocidade não está totalmente desenvolvida ainda. A figura 7 mostra os gradientes.

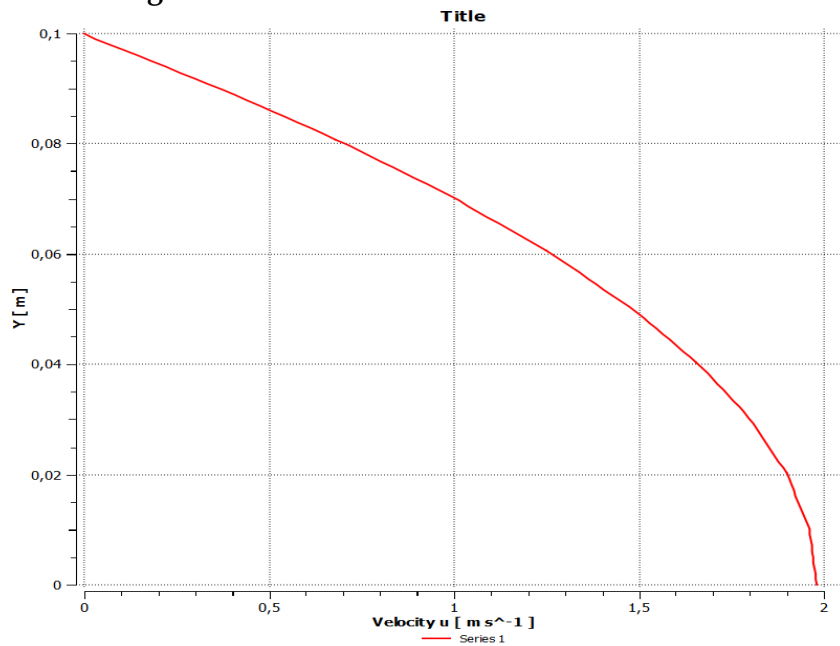
**Figura 7 – Gradientes de velocidade**



Fonte: Os autores, 2018.

Observa-se que, na entrada do escoamento, a velocidade é uniforme e constante, contudo, ao longo do percurso, o perfil assume uma forma parabólica. Ainda assim, nas paredes, devido ao atrito viscoso, há desaceleração durante o caminho. Seu valor é máximo próximo ao eixo de simetria e pode ser representado pelo gráfico da figura 8.

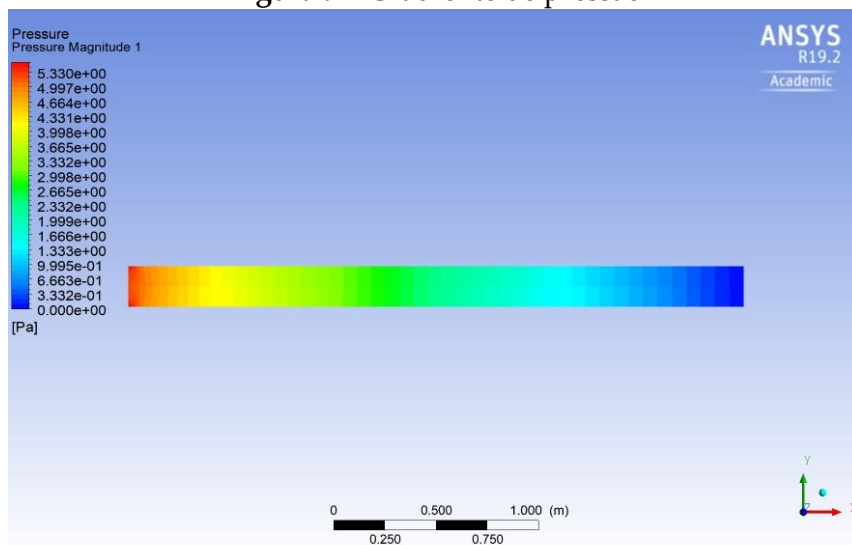
**Figura 8 – Gráfico velocidade X distância radial**



Fonte: Os atores, 2018.

Já o perfil de pressão é ilustrado pela figura 9.

**Figura 9 – Gradiente de pressão**



Fonte: Os autores, 2018.

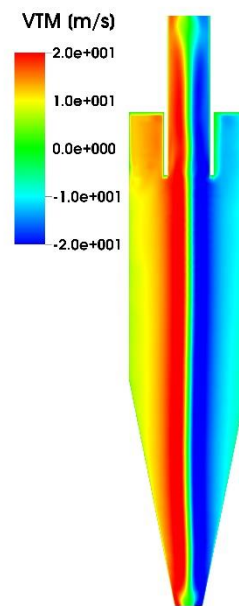
A pressão tem valor máximo no início do escoamento, contudo, em seu fim, aproxima-se de zero.

## 4.2 CICLONE

As simulações numéricas envolvendo o ciclone foram efetuadas de maneira semelhante aos casos apresentados anteriormente. A partir de uma geometria inicial, a malha foi criada e, considerando as condições de contorno, a simulação foi efetuada.

Na figura 10, pode-se observar o campo de velocidade média em um plano cortando o ciclone. Nota-se que, devido à distribuição das partículas, há fortes gradientes de velocidade.

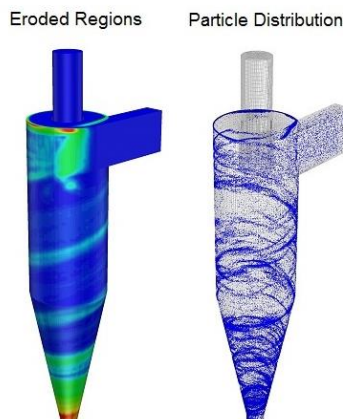
**Figura 10** – Gradiente de velocidade



**Fonte:** Os autores, 2018.

Já na figura 11, observa-se a distribuição de erosão na superfície do ciclone e a distribuição das partículas. Campos de concentração de partículas são notados e essas posições são coincidentes com as regiões de maior taxa de erosão, o que demonstra a grande capacidade dos métodos utilizados em descrever tal fenômeno.

**Figura 11-** Trajetória das partículas  
Erosion in Cyclone



Fonte: Os autores, 2018.

Pode-se inferir que, para a filtração de particulado com granulometria fina, são necessários equipamentos com diâmetro inferior, devido à contraversão de proporcionalidade entre diâmetro e força de aceleração. (SAMPAIO *et al*, 2007). Posteriormente, analisa-se que a área de entrada do dispositivo afeta diretamente o decréscimo de pressão e de sua capacidade (SAMPAIO *et al*, 2007).

Comprimento da seção cilíndrica e curvatura do cone influenciam a permanência do fluido a ser separado; é usual utilizar-se o comprimento da seção cilíndrica similar ao diâmetro, o aumento desta aumenta a classificação do equipamento. (SAMPAIO *et al*, 2007).

De acordo com Sampaio *et al* (2007), “o diâmetro do vortex finder situa-se entre 35 e 40% do diâmetro interno do hidrociclone, entretanto não se trata de uma regra absoluta. As dimensões desse parâmetro exercem influência sobre a eficiência da classificação/capacidade e a pressão, cujo valor pode reduzir ou aumentar.”

Aumento no diâmetro do vortex finder afeta diretamente a porcentagem de sólidos no overflow. Além disso, para não haver choque entre as partículas, o comprimento do vortex finder necessita ser o bastante para que seu apoio seja horizontalmente estabelecido abaixo do injetor (SAMPAIO *et al*, 2007).

## 5 CONCLUSÃO

Infere-se que a união dos conhecimentos práticos aos teóricos é de grande importância para o meio acadêmico, industrial e econômico. Engenheiros em formação necessitam de atividades extracurriculares para que, por meio de pesquisa, absorvam ao máximo conhecimento e, conseqüentemente, sejam profissionais melhores.

Inicialmente não houve dificuldade na modelagem do hidrociclone, em virtude da alta abundância de conteúdo oferecido na internet. Além do mais, foram programadas reuniões semanais que contribuíram para o andamento do projeto. Não obstante, alguns obstáculos como o uso do LINUX e o entendimento do software UNSCYFL3D (Unsteady Cyclone Flow 3D) foram encontrados. O sistema operacional é manuseado através de comandos praticados em terminais, além de possuir interface

única. Consequentemente, foi necessário um breve estudo sobre o utilitário para a adequação ao seu comportamento.

Utilizou-se o pacote ANSYS junto com seus aplicativos Workbench e Fluent, o que facilitou o aprendizado.

## REFERÊNCIAS

ALMEIDA, C. A. K. **Comportamento do hidrociclone filtrante frente às modificações no diâmetro de underflow e no tudo de vortex finder**. 2008. 89 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) - Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2008.

CHINÉ, B.; CONCHA, F. Flow patterns in conical and cylindrical hydrocyclones, **Chemical Engineering Journal**, v.80, n.1-3, p.267-273, 2000.

DOMINGOS, D. F. **Fluído Dinâmica Computacional no Ensino de Física**. 2017. Dissertação (Mestrado Profissional em Ensino de Física) - Universidade Federal de Goiás, Catalão, GO, 2017.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 3. rev. ed. Berlin; Heidelberg; New York; Barcelona; Hong Kong; London; Milan; Paris; Tokyo: Springer, 2002.

GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. **Physics of Fluids**, v. 3, p. 1760 – 1765, 1991.

LAUNDER et al. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure. **J. Fluid Mech**, v. 68, p. 537 – 566, 1975.

LILLY, D. K. A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method, **Physics Fluids**, v. 4, n. 3, p. 633-635, 1992.

MARTÍNEZ, L. F.; LAVIN, A. G.; MAHAMUD, M. M.; BUENO, J. L. Vortex finder optimum length in hydrocyclone separation, **Chemical Engineering and Processing: Process Intensification**, v.47, n.2, p.192-199, 2008.

MARTINS, D. A. M. **Implementação e Avaliação de Modelos Computacionais para a Previsão da Erosão em Ciclones**. 2016. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2016.

MURPHY, S.; DELFOS, R.; POURQUIÉ, M. J B.; OLUIJIC, Z.; JANSSENS, P J.; NIEUWSTADT, F. T. M. Prediction of strongly swirling flow within an axial hydrocyclone using two commercial CFD codes. **Chemical Engineering Science**, v.62, 2007.

MAZUMDER, Q. H. CFD analysis of the effect of elbow radius on pressure drop in multiphase flow. **Modelling and Simulation in Engineering**. v. 12, n.6, p.1619-1635, out. 2012.

SAMPAIO, J. A.; OLIVEIRA, G. P.; SILVA, A. O. Ensaio de classificação em hidrociclone. *In*: SAMPAIO, J. A.; FRANÇA, S. C. A.; BRAGA, P. F. A. (ed.) **Tratamento de Minérios: práticas laboratoriais**. Rio de Janeiro: CETEM/MCTI, 2007. p. 139-154.

SILVA, D. O. **Otimização da separação sólido-líquido em hidrociclones mediante modificações geométricas**. 2012. Dissertação (Doutorado em Engenharia Química) – Programa de Pós Graduação em Engenharia Química, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2012.

SRIPRIYA, R.; KAULASKAR, M. D.; CHAKRABORTY, S.; MEIKAP, B. C. Studies on the performance of a hydrocyclone and modeling for flow characterization in presence and absence of air core. **Chemical Engineering Science**, v. 62, n. 22, nov. 2007, p. 6391-6402.

SVAROVSKY, L. **Hydrocyclones**. Eastbourne, UK: Holt, Rinehart & Winston, 1984.

VIEIRA, L. G. M. **Otimização dos processos de separação em hidrociclones filtrantes**. 2001. 141 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química) - Faculdade de Engenharia Química, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2001.