

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
ESCOLA DE QUÍMICA

Ramyro Monnerat Macedo



INVESTIGAÇÃO DE DIFERENTES ESTRATÉGIAS DE
SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE CICLONES COM
FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL

RIO DE JANEIRO

2023

Ramyro Monnerat Macedo

Investigação de diferentes estratégias de simulações numéricas de ciclones com
fluidodinâmica computacional.

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Escola de Química da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Engenheiro Químico.

Orientador (es): Tânia Suaiden Klein
Sarah Suelen Simões Silva

Rio de Janeiro

2023

CIP - Catalogação na Publicação

M748i Monnerat Macedo, Ramyro
Investigação de diferentes estratégias de
simulações numéricas de ciclones com fluidodinâmica
computacional. / Ramyro Monnerat Macedo. -- Rio de
Janeiro, 2023.
57 f.

Orientadora: Tânia Suisden Klein.
Coorientador: Sarah Suelen Simões Silva.
Trabalho de conclusão de curso (graduação) -
Universidade Federal do Rio de Janeiro, Escola de
Química, Bacharel em Engenharia Química, 2023.

1. CFD. 2. Euler-Lagrange. 3. DEW. 4. Ciclone.
5. Two-way. I. Suisden Klein, Tânia, orient. II.
Suelen Simões Silva, Sarah, coorient. III. Título.

Elaborado pelo Sistema de Geração Automática da UFRJ com os dados fornecidos pelo(a) autor(a), sob a responsabilidade de Miguel Romeu Amorim Neto - CRB-7/6283.

Ramyro Monnerat Macedo

Investigação de diferentes estratégias de simulações numéricas de ciclones com
fluidodinâmica computacional

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à
Escola de Química da Universidade Federal do
Rio de Janeiro, como parte dos requisitos
necessários à obtenção do grau de Engenheiro
Químico.

Aprovado em 18 de dezembro de 2023.

Tânia Suaiden Klein, Ph.D., UFRJ

Sarah Suelen Simões Silva, M.Sc., UFRJ

Fabio Pereira dos Santos, Ph.D., UFRJ

João Pedro Souza de Oliveira, M.Sc., ISDB Flowtech

Rio de Janeiro
2023

RESUMO

MACEDO, Ramyro. **Investigação de diferentes estratégias de simulações numéricas de ciclones com fluidodinâmica computacional**. Rio de Janeiro, 2023. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Engenharia Química) - Escola de Química, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2023.

Neste trabalho, a predição da eficiência de coleta de dois ciclones distintos (α e β) foi avaliada com fluidodinâmica computacional. Para modelagem do campo monofásico, dois modelos de turbulência foram usados, o modelo k - ϵ padrão com correção de curvatura ($k\epsilon$ -CC) e o modelo de tensões de Reynolds (RSM - Reynolds Stress Model) de Gibson e Launder. O $k\epsilon$ -CC é um modelo de duas equações com adição de uma correção de curvatura, e é caracterizado por ser menos exigente computacionalmente, por outro lado o modelo RSM, é um modelo de fechamento completo, com uma equação de transporte para cada componente independente do tensor de Reynolds. Para avaliar o desempenho de cada modelo de turbulência, foram realizadas simulações transientes com passo de tempo de 10^{-4} segundos, e foi feita a comparação das velocidades tangenciais médias encontradas nas simulações com dados experimentais. No cálculo da eficiência, a abordagem lagrangeana foi utilizada com os métodos de acoplamento *one-way* e *two-way*. Para o cálculo da trajetória das partículas, com diâmetro variando entre $0,25 \mu\text{m}$ e $4,00 \mu\text{m}$, o esquema de integração utilizado foi o Runge-Kutta (RK) de 4ª ordem, com e sem a aplicação do modelo estocástico de dispersão turbulenta, DRW (*Discrete Random Walking*). Todas as simulações foram realizadas usando o *software* comercial Ansys Fluent, trademark 2023 R1. Após a análise dos resultados, foi observado que, para obtenção do campo monofásico, ambos modelos de turbulência, $k\epsilon$ -CC e RSM, forneceram bons resultados, com perfis de velocidade tangencial média próximos aos experimentais. Em relação à queda de pressão, para o ciclone α , o modelo RSM apresentou um erro de 19% e o modelo $k\epsilon$ -CC um erro de 32%. No ciclone β o modelo RSM apresentou um erro de 52% e o modelo $k\epsilon$ -CC um erro de 82%. Na abordagem lagrangeana, para as simulações com concentração volumétrica de sólidos menor que $1,25 \times 10^{-6}$, o acoplamento *two-way* mostrou-se pouco efetivo em melhorar os resultados obtidos para a curva de eficiência, com desvios pequenos de eficiências granulométricas, quando comparados com os resultados obtidos com o acoplamento *one-way*. Além disso, as simulações com acoplamento *two-way* não alteraram os perfis de velocidade tangencial média. No entanto, no caso simulado com a concentração de sólidos na entrada maior,

apesar de também não ter alterado o perfil de velocidade, o uso do acoplamento *two-way*, com modelo de turbulência $k\varepsilon$ -CC, forneceu uma curva de eficiência com menores desvios em relação à referência experimental, e com o modelo RSM obteve um resultado distante do experimental, possivelmente não convergido. Com relação ao uso do modelo de dispersão turbulenta DRW, sua utilização foi efetiva em melhorar a curva de eficiência dos ciclones, independentemente da escolha do modelo de turbulência escolhido para modelar o campo monofásico. De modo geral, entre os dois modelos de turbulência avaliados, o que obteve resultados mais acurados para a curva de eficiência foi o modelo RSM. Nessa simulação, o erro do diâmetro de corte foi de 2,16% no ciclone α e 15,71% no ciclone β . Com o modelo $k\varepsilon$ -CC o erro foi de 6,02% no ciclone α e de 29,66% no ciclone β .

Palavras-chave: Ciclone; CFD, Euler-Lagrange, DRW.

ABSTRACT

MACEDO, Ramyro. **Investigation of Different Numerical Simulation Strategies for Cyclones using Computational Fluid Dynamics**. Rio de Janeiro, 2023. Undergraduate Thesis (Bachelor's Degree in Chemical Engineering) - Escola de Química, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2023.

In this study, the prediction of the collection efficiency of two distinct cyclones (α and β) was evaluated using computational fluid dynamics. For the modeling of the monophasic field, two turbulence models were employed: the standard k - ϵ model with curvature correction ($k\epsilon$ -CC) and the Reynolds Stress Model (RSM) by Launder and Gibson. The $k\epsilon$ -CC is a two-equation model with the addition of a curvature correction, known for being computationally less demanding. On the other hand, the RSM model is a complete closure model with a transport equation for each independent component of the Reynolds tensor. To assess the performance of each turbulence model, transient simulations with a time step of 10^{-4} s were conducted, and the comparison of the mean tangential velocities found in the simulations was made with experimental data. In the efficiency calculation, the Lagrangian approach was employed using both one-way and two-way coupling methods. For particle trajectory calculation, with diameters ranging from 0.25 μm to 4.00 μm , the integration scheme used was the fourth-order Runge-Kutta (RK), with and without the application of the Discrete Random Walking (DRW) stochastic turbulent dispersion model. All simulations were carried out using the commercial software Ansys Fluent, trademark 2023 R1. After analyzing the results, it was observed that for obtaining the monophasic field, both turbulence models, $k\epsilon$ -CC and RSM, provided good results with mean tangential velocity profiles close to experimental values. Regarding pressure drop, for cyclone α , the RSM model showed an error of 19%, and the $k\epsilon$ -CC model showed an error of 32%. For cyclone β , the RSM model exhibited an error of 52%, and the $k\epsilon$ -CC model showed an error of 82%. In the Lagrangian approach, for simulations with solid volumetric concentration less than 1.25×10^{-6} , the two-way coupling was found to be ineffective in improving the efficiency curve, with small deviations in granulometric efficiencies compared to the one-way coupling results. Moreover, the two-way simulations did not alter the mean tangential velocity profiles. However, in the simulated case with higher solid concentration at the inlet, although it did not change the velocity profile, the use of two-way coupling with the $k\epsilon$ -CC turbulence model provided an efficiency curve with smaller deviations from the

experimental reference, whereas the RSM model yielded a result possibly unconverged and distant from the experimental data. Regarding the use of the DRW turbulent dispersion model, its application was effective in improving the efficiency curve of the cyclones, regardless of the choice of turbulence model for modeling the monophasic field. In general, between the two evaluated turbulence models, the RSM model achieved more accurate results for the efficiency curve. In this simulation, the cut diameter error was 2.16% in cyclone α and 15.71% in cyclone β with the RSM model, while with the $k\epsilon$ -CC model, the error was 6.02% in cyclone α and 29.66% in cyclone β .

Keywords: cyclone;CFD, Euler-Lagrange

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 3.1: Geometria (a) do ciclone α e (b) do ciclone β . Linhas vermelhas indicam posições axiais para comparação dos perfis de velocidade obtidos experimentalmente.

Figura 4.1: (a) Malha independente do ciclone α com 393 mil elementos. (b) Malha independente do ciclone β com 614 mil elementos.

Figura 4.2: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

Figura 4.3: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

Figura 4.4: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

Figura 4.5: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone α .

Figura 4.6: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

Figura 4.7: Perda de pressão registrada durante as simulações no ciclone α .

Figura 4.8: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α , com e sem DRW, e com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC (acoplamento one-way).

Figura 4.9: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α , com e sem DRW, e com modelo de turbulência RSM (acoplamento one-way).

Figura 4.10: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com e sem DRW, e com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC (acoplamento one-way).

Figura 4.11: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com e sem DRW, e com modelo de turbulência RSM (acoplamento one-way).

Figura 4.12: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α (concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$), com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, e com acoplamento one-way (com DRW) e two-way (com DRW).

Figura 4.13: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone α , com concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$ e modelo $k\epsilon$ -CC com acoplamento one-way e two-way.

Figura 4.14: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α (concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$), com modelo de turbulência RSM, e com acoplamento one-way (com DRW) e two-way (com DRW).

Figura 4.15: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone α , com concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$ e modelo RSM com acoplamento one-way e two-way.

Figura 4.16: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, com acoplamento one-way (com DRW) e two-way (com DRW) e concentração volumétrica de $0,644 \times 10^{-6}$.

Figura 4.17: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com modelo de turbulência RSM, com acoplamento one-way (com DRW) e two-way (com DRW) e concentração volumétrica de $0,644 \times 10^{-6}$.

Figura 4.18: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, com acoplamento one-way (com DRW) e two-way (com DRW) e concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$.

Figura 4.19: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β com concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$ e modelo $k\epsilon$ -CC com acoplamento one-way e two-way.

Figura 4.20: Perfis de velocidade tangencial média do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$ e modelo RSM com acoplamento (a) one-way e (b) two-way (não convergido).

Figura 4.21: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, e modelo de turbulência RSM, com acoplamento one-way (com DRW) e two-way (com DRW) (não convergido).

Figura 4.22: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, e com acoplamento one-way (com DRW), two way padrão (com DRW) e two-way unsteady (com DRW).

Figura 4.23: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, com modelo de turbulência RSM, e com acoplamento one-way (com DRW), two way padrão (com DRW) e two-way unsteady (com DRW).

Figura 4.24: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, e com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC e acoplamentos one-way e two-way unsteady.

Figura 4.25: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, e com modelo de turbulência RSM e acoplamentos one-way e two-way unsteady.

Figura 4.26: Perfis de velocidade tangencial média do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$ e modelo RSM com acoplamento (a) one-way e (b) two-way unsteady.

Figura 4.27: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α , obtida com modelos de turbulência $k\varepsilon$ -CC e RSM, acoplamento one-way e modelo de dispersão turbulenta DRW.

Figura 4.28: Curva de eficiência individual no ciclone β , obtida com modelos de turbulência $k\varepsilon$ -CC e RSM, acoplamento one-way e modelo de dispersão turbulenta DRW.

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1: Configurações utilizadas nas simulações.

Tabela 3.2: Configurações de entrada utilizadas nas simulações two-way.

Tabela 4.1: Queda de pressão no ciclone β com diferentes refinamentos de malha.

Tabela 4.2: Queda de pressão nos ciclones com diferentes modelos de turbulência.

Tabela 4.3: Percentual de partículas incompletas no ciclone β sem o uso do DRW.

Tabela 4.4: Queda de pressão nos ciclones com diferentes modelos de turbulência.

Tabela 4.5: Diâmetro de corte nos ciclones com diferentes modelos de turbulência.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DRW	<i>Discrete Random Walk</i>
RSM	<i>Reynolds Stress Model</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
k ϵ -CC	Modelo de turbulência k- ϵ com correção de curvatura
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

k	Energia cinética turbulenta
ε	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
E_t	Eficiência total de separação
W	Fração mássica de sólido
G	Eficiência granulométrica
d_{50}	Diâmetro de corte
ρ	Densidade
t	Tempo
\mathbf{u}	Vetor velocidade
$\boldsymbol{\tau}$	Tensor tensões viscosas
p	Pressão
Re	Número de Reynolds
L	Comprimento característico
U	Velocidade característica
ν	Viscosidade cinématica
μ_t	Viscosidade turbulenta
ϑ	Escala de velocidade
l	Escala de comprimento.
δ_{ij}	Delta de Kronecker

SUMÁRIO

SUMÁRIO.....	15
1 INTRODUÇÃO.....	16
1.1 OBJETIVO DO TRABALHO	18
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	19
2.1 CICLONES.....	19
2.2 CFD	20
2.2.1 Pré-processamento.....	21
2.2.2 Solução numérica	21
2.2.3 Equações de transporte	22
2.3 TURBULÊNCIA	23
2.3.1 Simulação numérica direta (DNS).....	24
2.3.2 Simulação de grandes escalas (LES)	24
2.3.3 Método da média de Reynolds (RANS).....	24
2.3.4 Modelo de turbulência $k-\varepsilon$	26
2.3.5 Modelo de turbulência RSM	28
2.4 ABORDAGEM LAGRANGEANA.....	29
2.5 REVISÃO DA LITERATURA	30
3 METODOLOGIA.....	32
3.1 GEOMETRIA.....	32
3.2 TESTE DE MALHA	33
3.3 MODELAGEM DO CAMPO MONOFÁSICO	33
3.4 MODELAGEM DA FASE DISPERSA.....	35
4 RESULTADOS	37
4.1 TESTE DE MALHA	37
4.2 TESTE DE PASSO DE TEMPO	38
4.3 MODELAGEM DO CAMPO MONOFÁSICO	39
4.4 MODELAGEM DA FASE DISPERSA.....	42
4.4.1 Modelo estocástico DRW	42
4.4.2 Acoplamento entre fases.....	45
4.4.3 Comparação entre $k\varepsilon$ -CC e RSM	57
5 CONCLUSÕES	60
6 REFERÊNCIAS	62

1 INTRODUÇÃO

Ciclones são equipamentos que têm o objetivo de separar partículas sólidas de uma fase contínua gasosa, e são amplamente usados na indústria devido à sua geometria simples, baixo custo de construção e operação, alta eficiência em separar partículas maiores que 5 micrômetros, e a sua capacidade de suportar altas pressões e temperaturas. Esses equipamentos possuem uma entrada tangencial que permite o escoamento rotacional do fluido dentro do equipamento, que é responsável pela geração de um forte campo centrífugo [1]. Esse campo centrífugo, por sua vez, desloca as partículas sólidas em direção à parede do equipamento, onde são encaminhadas para um coletor na parte inferior, sendo assim separadas da fase contínua que sai do equipamento pela parte superior.

Devido à complexidade do escoamento dentro de separadores ciclônicos, é interessante o uso da Fluidodinâmica Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*) para realizar avaliações destes equipamentos, sendo possível obter dados importantes para otimização ou projeto de ciclones, como a eficiência de coleta e a queda de pressão.

Dentre as diversas considerações que se deve fazer ao realizar simulações CFD, a escolha do modelo de turbulência é essencial, tanto no que tange à acurácia da solução, quanto ao tempo computacional. O modelo das tensões de Reynolds (RSM) de Gibson e Launder (1978) [18] e o modelo k- ϵ padrão, utilizados nesse trabalho, são modelos de turbulência baseados na metodologia RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*), em que as variáveis do escoamento são decompostas em uma parte média e uma parte flutuante. O modelo k- ϵ introduz duas equações extras ao sistema de equações original, uma equação de transporte para energia cinética turbulenta (k) e outra para sua taxa de dissipação viscosa (ϵ). A energia cinética turbulenta está relacionada à intensidade do traço dos tensores de Reynolds no campo turbulento. Os modelos RSM resolvem uma equação de transporte para cada componente independente do tensor de Reynolds, juntamente com uma equação associada à escala de comprimento da turbulência, resultando em 7 equações extras [2].

Entre os modelos citados, o modelo k- ϵ é amplamente usado nos estudos que utilizam CFD, pois possui um equilíbrio entre simplicidade e robustez que o faz ser capaz de prever uma ampla gama de escoamentos turbulentos, porém, por calcular os componentes do tensor de Reynolds de forma algébrica e linear com relação ao gradiente de velocidade,

desempenha-se bem apenas em escoamentos predominantemente cisalhantes, sendo o seu uso limitado na predição do escoamento em ciclones. Porém, há estudos [7, 15] na literatura que indicam que sua utilização com termos extras de correção de curvatura pode melhorar significativamente o desempenho do modelo em escoamentos rotacionais. O modelo RSM, por sua vez, mais complexo, destaca-se pela capacidade de lidar com a anisotropia do escoamento ciclônico, tornando-o mais recomendado para simulações nesses equipamentos [5].

Como ciclones operam com uma baixa concentração volumétrica, sua simulação numérica CFD comumente utiliza a abordagem Euler-Lagrange com acoplamento one-way. Essa abordagem considera que as partículas sólidas não interferem no perfil de velocidade criado pela fase gasosa e a interação entre as partículas sólidas são insignificantes, sendo possível simular o campo monofásico sem partículas, e, na sequência, obter a eficiência de coleta com a injeção de partículas na etapa de pós-processamento. Em casos em que as partículas sólidas interferem no campo monofásico é necessário utilizar o acoplamento two-way, no qual o campo monofásico é simulado juntamente com fase dispersa [6].

Para a simulação do campo disperso em regimes turbulentos, simulados via modelos RANS, é recomendado o uso do modelo DRW (*Discrete Random Walking*) que inclui o efeito das flutuações instantâneas de velocidade turbulenta nas trajetórias das partículas por meio de métodos estocásticos [16].

Diante disso, este trabalho tem como objetivo investigar a previsão da eficiência de separação em ciclones por meio da modelagem da fase dispersa, analisando a necessidade do uso do DRW e a importância de considerar a interferência da fase contínua pela fase dispersa. Essa avaliação será conduzida utilizando os modelos de turbulência $k\epsilon$ -CC e RSM por meio da abordagem Euler-Lagrange.

1.1 OBJETIVO DO TRABALHO

O presente trabalho visa investigar os modelos de turbulência $k\epsilon$ -CC e RSM em relação à previsão da eficiência de separação em ciclones, utilizando a abordagem Euler-Lagrange. Para atingir esse propósito, foram estabelecidos os seguintes objetivos específicos:

- Avaliar a eficácia dos modelos de turbulência $k\epsilon$, com correção de curvatura, e RSM em capturar o campo monofásico de ciclones.
- Analisar a viabilidade do uso do acoplamento one-way em comparação com o two-way.
- Investigar a eficácia do modelo DRW na obtenção da eficiência de coleta em ciclones, considerando diferentes modelos de turbulência.
- Validar os resultados obtidos nas simulações por meio da comparação com dados experimentais.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 CICLONES

Ciclones são equipamentos sem partes móveis com uma estrutura simples que são capazes de separar partículas sólidas de uma fase contínua gasosa. Essa estrutura é composta por uma câmara cilíndrica conectada a uma parte cônica. A entrada do equipamento está posicionada de forma tangencial em relação à câmara cilíndrica, e, a saída, denominada como *vortex finder*, fica na parte superior do equipamento. O sólido é coletado em uma saída na parte inferior da parte cônica [1].

Devido à entrada tangencial, o escoamento gasoso é forçado a ter um perfil em espiral dentro do ciclone. Duas espirais são formadas, uma externa descendente que ganha velocidade devido à redução do volume na parte cônica e outra interna ascendente que segue em direção ao *vortex finder*. A velocidade tangencial dentro de ciclones se aproxima do perfil descrito pelo vórtice de Rankine. No vórtice de Rankine a velocidade aumenta de forma linear ao raio próximo ao centro do vórtice, e diminui com perfil hiperbólico a partir de uma distância característica do centro do vórtice. A região com perfil linear é conhecida como vórtice forçado e a região com perfil hiperbólico é conhecida como vórtice livre; entre essas duas regiões a velocidade tangencial máxima é alcançada [1,8].

As partículas sólidas são separadas do escoamento gasoso pela ação da força centrífuga, que é gerada pelo movimento rotacional do escoamento gasoso. Devido à diferença de densidade as partículas sólidas são deslocadas em direção à parede e ao se chocarem com ela são direcionadas para a parte inferior do equipamento, onde são coletadas [9].

Dois parâmetros são muito importantes no projeto e na otimização de ciclones: a queda de pressão e a curva de eficiência de separação. A queda de pressão é importante pois determina a quantidade de energia que será necessária fornecer ao fluido na alimentação do ciclone. Esse parâmetro é afetado principalmente pelo atrito com a parede do *vortex finder*, e costuma ser uma ordem de grandeza maior do que a queda de pressão causada na área de separação. O atrito na área de separação é mais importante para intensidade do vórtice, de modo que quanto menor for o atrito nessa região maior será a intensidade do vórtice [9].

A eficiência total de separação (E_t) é determinada pela razão entre a vazão mássica de sólidos na corrente de fundo (W_{coleta}) e a vazão mássica de sólidos na corrente de alimentação ($W_{alimentação}$), Equação 2.1.

$$E_t = \frac{W_{coleta}}{W_{alimentação}} \quad (2.1)$$

Como as partículas numa suspensão não tem normalmente tamanho uniforme, mas sim uma distribuição de tamanhos, é importante determinar a eficiência granulométrica, que é a eficiência de coleta para um determinado tamanho de partícula.

A eficiência granulométrica é determinada pela razão entre a vazão mássica de sólidos de um determinado tamanho na corrente de fundo (W_{coleta}) e a vazão mássica de sólidos de um determinado tamanho na corrente de alimentação ($W_{alimentação}$). Equação 2.2

$$G = \frac{W_{coleta|d}}{W_{alimentação|d}} \quad (2.2)$$

A curva de eficiência granulométrica, que relaciona a eficiência granulométrica para vários tamanhos de partículas diferentes, é a curva característica de eficiência de um ciclone. No eixo das abscissas são colocados os tamanhos das partículas e no eixo das ordenadas são colocadas as eficiências granulométricas correspondentes.

Dois parâmetros podem ser obtidos do gráfico: a eficiência total e o diâmetro de corte (d_{50}). O diâmetro de corte é igual ao tamanho de partícula que tem eficiência granulométrica igual a 0,5. A eficiência total pode ser obtida pela Equação 2.3, onde y representa a distribuição cumulativa menor que dado diâmetro de partícula na alimentação [7].

$$E_t = \int_0^1 G dy \quad (2.3)$$

2.2 CFD

A Fluidodinâmica Computacional, CFD, é a análise de sistemas envolvendo escoamento de fluido, transferência de calor e fenômenos associados, por meio de simulação computacional, que consiste na resolução numérica das equações governantes do escoamento. A solução de um problema utilizando a técnica de CFD pode ser dividido em 3 etapas principais: pré-processamento, solução numérica e pós-processamento [2].

2.2.1 Pré-processamento

O pré-processamento envolve as seguintes etapas: definir a geometria da região de interesse, gerar a malha de controle, selecionar os fenômenos físicos e químicos que precisam ser modelados, definir as propriedades do fluido e especificar as condições de contorno apropriadas.

A geração da malha representa uma etapa crucial no pré-processamento. Nessa etapa, a geometria é discretizada em pequenos volumes nos quais as equações são integradas, passando-as da forma diferencial, que representa os princípios de conservação em cada ponto e instante do domínio físico, para balanços integrais locais, que expressam a conservação de cada propriedade de interesse na análise nas células da malha, resultando em um sistema de equações algébricas. Uma malha pouco refinada pode afetar a precisão da solução, enquanto uma malha excessivamente refinada resultará em um custo computacional elevado. Desta forma, um teste de malha é realizado no intuito de encontrar uma malha independente, ou seja, uma malha que não altere o resultado com o aumento do número de elementos e que não seja excessivamente refinada.

As malhas geralmente são não uniformes, pois devem ser mais refinadas em áreas onde grandes variações de propriedades são esperadas. Uma região de atenção são as áreas próximas das paredes dos equipamentos, onde um alto gradiente de velocidade é formado, devido às condições de contorno de não deslizamento entre o fluido e as paredes dos equipamentos, necessitando, assim, de uma malha mais refinada nessas regiões.

As malhas podem ser classificadas em malhas estruturadas e não estruturadas. As malhas estruturadas têm como característica terem os mesmos números de vizinhos por todo o volume interno da geometria, facilitando a convergência numérica, e é caracterizada por elementos hexaédricos. As malhas não estruturadas, por sua vez caracterizadas por elementos tetraédricos, não têm essa limitação em relação ao número de vizinhos, sendo mais utilizadas quando a geometria é complexa, e o uso de uma malha estruturada se torna impraticável [2].

2.2.2 Solução numérica

A solução numérica passa por 3 etapas principais: integração das equações governantes do escoamento do fluido sobre todos os volumes de controle, discretização das equações integrais, resultando em um sistema de equações algébricas lineares e solução do sistema de equações por um método iterativo.

Os três principais métodos de discretização são: métodos das diferenças finitas, métodos dos volumes finitos e métodos dos elementos finitos. O método dos volumes finitos é o método mais usado em CFD [2].

2.2.3 Equações de transporte

- Transporte de massa

A equação diferencial de transporte de massa, também conhecida por Equação da Continuidade, pode ser representada pela Equação 2.4, na qual ρ representa a densidade do fluido, t representa o tempo e \mathbf{u} representa o vetor velocidade.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.4)$$

Na Equação 2.4, o primeiro termo representa o acúmulo e o segundo termo representa a taxa líquida de vazão mássica que é advectada no volume de controle, também conhecido como termo convectivo por unidade de volume. Importante destacar a forma da Equação da Continuidade para escoamentos incompressíveis, em que a densidade é constante:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.5)$$

- Transporte de momento linear

A equação vetorial de momento pode ser representada pela Equação 2.6, na qual p representa a pressão, \mathbf{u} representa o vetor velocidade, $\boldsymbol{\tau}$ representa o tensor tensões viscosa e \mathbf{S}_M representa um vetor que permite contabilizar forças extras sobre o escoamento.

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{S}_M \quad (2.6)$$

- Equações de Navier-Stokes

Em fluidos newtonianos, as tensões viscosas podem ser expressas de forma diretamente proporcional às taxas de deformação, conforme lei da viscosidade de Newton. A constante de proporcionalidade é uma propriedade do fluido que representa a resistência ao escoamento e é chamada de viscosidade dinâmica μ . Escoamentos incompressíveis de fluidos newtonianos permitem, portanto, assumir que tanto a densidade como a viscosidade do fluido são constantes. As Equações de balanço de momento simplificadas para escoamentos incompressíveis de fluidos newtonianos recebem o nome de equações de Navier-Stokes, em que o tensor tensão é modelado em função da lei da viscosidade de Newton, conforme Equação 2.7, em que ν representa a viscosidade cinemática, dada pela razão entre a viscosidade dinâmica e a densidade [2].

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\frac{1}{\rho}(\nabla p) + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{S}_M \quad (2.7)$$

2.3 TURBULÊNCIA

Escoamentos com um alto número de Reynolds têm comportamento turbulento. O escoamento turbulento tem como característica um comportamento caótico e aleatório, no qual as propriedades do fluido mudam continuamente com o tempo e espaço. O número de Reynolds, Re , é definido pela Equação 2.8.

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (2.8)$$

Em que U é uma velocidade característica do escoamento, L representa um comprimento característico do escoamento e ν representa a viscosidade cinemática.

Uma característica importante do regime turbulento é a formação de vórtices turbulentos. Através desses redemoinhos a energia cinética é transmitida, de vórtices maiores para vórtices progressivamente menores; esse efeito é chamado de cascata de energia [2].

O transporte convectivo causado pelos redemoinhos turbulentos faz com que as camadas do fluido em movimento mais rápido desacelerem e as camadas de movimento

mais lento acelerem. Consequentemente, as camadas de fluido experimentam tensões de cisalhamento turbulentas adicionais, que são conhecidas como tensões de Reynolds [2].

Esses efeitos causam o aparecimento de um fluxo de redemoinhos com uma ampla gama de escalas de comprimento e tempo, que interagem de forma dinamicamente complexa, fazendo com que o escoamento turbulento seja especialmente difícil de ser modelado [2].

Há diferentes abordagens para capturar os efeitos do regime turbulento, sendo as mais comuns: simulação numérica direta (DNS), simulação de grandes escalas (LES) e média de Reynolds das equações de Navier-Stokes (RANS) [2].

2.3.1 Simulação numérica direta (DNS)

A simulação numérica direta (DNS – *Direct Numerical Simulations*) resolve diretamente todo o espectro de escalas turbulentas, não sendo necessário nenhuma modelagem. No entanto, para o uso deste método é necessário uma malha extremamente refinada e um passo de tempo também muito pequeno, com um custo computacional proporcional ao cubo do número de Reynolds, para que seja possível resolver toda a gama de escalas. Dessa forma, o DNS não é uma opção viável para problemas práticos de engenharia envolvendo escoamentos com alto número de Reynolds [2,5].

2.3.2 Simulação de grandes escalas (LES)

A simulação de grandes escalas (LES – *Large Eddy Simulations*) é um método intermediário entre o DNS e o RANS. Nesse método, os redemoinhos turbulentos de escala maiores são resolvidos de forma direta, e os de menores escalas são modelados. Como esse método usa o método direto apenas para resolver os redemoinhos de escalas maiores, o refinamento da malha não precisa ser tão grande quanto no método DNS, apesar de ainda ser necessário um alto grau de refinamento da malha quando comparado ao refinamento exigido no método RANS [2,5].

2.3.3 Média de Reynolds das equações de Navier-Stokes (RANS)

No método da média de Reynolds das equações de Navier-Stokes (RANS) o escoamento turbulento é modelado decompondo-se as variáveis do sistema em duas componentes, uma média e outra flutuante. Posteriormente, aplica-se o operador média temporal sobre ambos os lados das Equações. A Equação 2.9 demonstra essa abordagem, na

qual φ representa uma propriedade do escoamento, Φ representa o valor médio da propriedade e φ' representa a flutuação no tempo da propriedade.

$$\varphi(t) = \Phi + \varphi'(t) \quad (2.9)$$

O valor médio da propriedade é definido pela Equação 2.10 e a média do valor flutuante é por definição igual a zero, como observado na Equação 2.11.

$$\Phi = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi(t) dt \quad (2.10)$$

$$\overline{\varphi'}(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \varphi'(t) dt \equiv 0 \quad (2.11)$$

Aplicando a abordagem de média temporal nas Equações 2.5 e 2.7, as seguintes equações são obtidas.

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (2.12)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho \nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{U}) = -\nabla \mathbf{P} + \mu \nabla^2 \mathbf{U} - \nabla \cdot (\rho \overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'}) + \mathbf{S}_M \quad (2.13)$$

O termo adicional dentro do divergente da Equação 2.13 é chamado de tensor de Reynolds e a Equação 2.13 é conhecida como Equação RANS. O tensor de Reynolds é um tensor simétrico, e, portanto, introduz seis novas variáveis ao sistema [2].

Devido aos termos adicionais nas equações RANS (os componentes do tensor de Reynolds) é necessário o uso de modelos de turbulência que sejam capazes de fechar o sistema de equações. Os modelos de turbulência diferenciam-se pela forma que modelam o tensor de Reynolds. Aqueles que utilizam uma equação algébrica análoga à lei da viscosidade de Newton, fazendo surgir uma propriedade do escoamento chamada de viscosidade turbulenta, são sub-classificados com base no número de equações de transporte adicionais que precisam ser resolvidas junto com as equações RANS. Dentre esses, o mais amplamente utilizado, testado e conhecido é o modelo k- ϵ . Aqueles que resolvem uma equação de transporte extra para cada componente independente do tensor de Reynolds, e acabam por introduzir 7 equações extras ao sistema (uma para cada componente do tensor e

mais uma associada à escala de comprimento turbulenta), chamam-se modelos do Tensores de Reynolds (RSM) [2].

2.3.4 Modelo de turbulência k-ε

O modelo de turbulência k-ε calcula o tensor de Reynolds de acordo com a Equação 2.14, que é uma analogia à lei da viscosidade de Newton, em que μ_t é viscosidade turbulenta e é determinada pela Equação 2.15.

$$\rho \overline{u_i u_j} = \rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.14)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.15)$$

Em que k é a energia cinética turbulenta e ε é sua taxa de dissipação viscosa. De modo a calcular essas quantidades turbulentas, são adicionas duas equações de transporte, uma para k (Equação 2.16) e outra para ε (Equação 2.17) [2].

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho k \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla k \right] + 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - \rho \varepsilon \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{U}) = \nabla \cdot \left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t S_{ij} \cdot S_{ij} - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.17)$$

As Equações 2.16 e 2.17 têm 5 constantes ajustáveis, que no modelo k-ε padrão recebem os valores abaixo.

$$C_\mu = 0.09; \quad \sigma_k = 1.00; \quad \sigma_\varepsilon = 1.30; \quad C_{1\varepsilon} = 1.44; \quad C_{2\varepsilon} = 1.92$$

Uma desvantagem dos modelos de viscosidade turbulenta é que esses modelos são insensíveis à curvatura da linha de corrente e à rotação do sistema, fatores que desempenham um papel significativo em muitos escoamentos turbulentos [2].

Com o objetivo de captar esses efeitos, Spalart e Shur (1997) [17] propuseram um termo de correção curvatura para o modelo de turbulência Spalart-Allmaras, de 1 equação. Esse termo foi posteriormente adaptado por Smirnov e Menter (2009) [20] para ser usado em um modelo de turbulência de duas equações. A implementação desta correção no

software Ansys Fluent [5] é realizada por meio da função definida pela Equação 2.18. Esta função multiplica os termos de produção das equações de transporte da energia cinética turbulenta e de sua taxa de dissipação viscosa, conforme descrito nas Equações 2.16 e 2.17, respectivamente.

$$f_r = \max\left(0, 1 + (\tilde{f}_r - 1)\right) \quad (2.18)$$

$$\tilde{f}_r = \max(\min(f_{rot}, 1,25), 0) \quad (2.19)$$

$$f_{rot} = (1 + C_{r1}) \frac{2r^*}{1+r^*} [1 - C_{r3} \arctan(C_{r2}\tilde{r})] - C_{r1} \quad (2.20)$$

Os argumentos r^* e \tilde{r} da Equação 2.20, considerando que todas as variáveis são expressas em relação a um referencial que gira a taxa Ω^{rot} , são definidos por:

$$r^* = \frac{S}{\Omega} \quad (2.21)$$

$$\tilde{r} = 2\Omega_{ik}S_{jk} \left[\frac{DS_{ij}}{Dt} + (\varepsilon_{imn}S_{jn} + \varepsilon_{jmn}S_{in})\Omega_m^{Rot} \right] \frac{1}{\tilde{D}} \quad (2.22)$$

$$\tilde{D} = \Omega D^3 \quad (2.23)$$

$$D^2 = \max(S^2, 0,09\omega^2) \quad (2.24)$$

A taxa de deformação e o tensor de vorticidade da equação 2.22, são definidos como:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.25)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + 2\varepsilon_{mji}\Omega_m^{rot} \quad (2.26)$$

As constantes da Equação 2.20, C_{r1} , C_{r2} e C_{r3} , recebem o valor de 1,0, 2,0 e 1,0 respectivamente.

2.3.5 Modelo de turbulência RSM

O modelo de turbulência RSM é o modelo mais complexo dentre os que utilizam a metodologia RANS, adicionando 7 equações para fechar o sistema de equações. A Equação 2.27 descreve 6 equações diferenciais parciais, uma para cada componente do tensor de Reynolds [2].

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} \quad (2.27)$$

Nas Equações 2.28 e 2.29 estão representados os termos de derivada substantiva, que engloba a variação temporal e por advecção e produção da Equação 2.25. Esses termos não introduzem variáveis novas no sistema e dispensam modelagem.

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_k \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} = \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \overline{u'_i u'_j} \mathbf{U}) \quad (2.28)$$

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_m} \frac{\partial U_j}{\partial x_m} + \overline{u_j u_m} \frac{\partial U_i}{\partial x_m} \right) \quad (2.29)$$

Os outros termos da Equação 2.27 precisam ser modelados e essa modelagem é a que diferencia cada modelo de turbulência RSM [5]. O modelo RSM usado neste trabalho é o de Gibson e Launder (1978) [18], porém, em especial o termo de difusão D_{ij} costuma ser modelado de forma análoga ao termo difusivo dinâmico, sendo a propriedade de transporte a viscosidade turbulenta dividida por um número de Prandtl turbulento, como é possível verificar na Equação 2.30.

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_m} \right) = \nabla \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \nabla (\overline{u_i u_j}) \right) \quad (2.30)$$

Na Equação 2.30, o número de Prandtl turbulento σ_k é normalmente assumido como 1 e a viscosidade cinemática ν_t pode ser obtida a partir da energia cinética turbulenta e de sua taxa de dissipação, através da relação demonstrada na Equação 2.31, onde C_μ é igual a 0.09.

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.31)$$

A taxa de dissipação dos componentes do tensor de Reynolds (ε_{ij}) é modelada assumindo isotropia dos pequenos vórtices dissipativos e pode ser obtido pela Equação 2.32 [5]. O termo δ_{ij} recebe o valor de 1 quando seus índices recebem o mesmo valor e 0 quando esses valores são diferentes.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (2.32)$$

A modelagem do termo que representa as interações de pressão-deformação é obtida pela Equação 2.33, onde C_1 recebe o valor de 1.8 e C_2 recebe o valor de 0.6.

$$\Pi_{ij} = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) - C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) \quad (2.33)$$

2.4 ABORDAGEM LAGRANGEANA

A abordagem Euler-Lagrange consiste em resolver o campo monofásico pelo método euleriano, descrito pelo equacionamento acima, e a fase dispersa pelo método lagrangeano. O acoplamento entre a fase dispersa e a fase monofásica pode ser feita em uma via, *one-way*, ou duas, *two-way*. No acoplamento *one-way* a fase dispersa não interfere no campo monofásico e isto pode ser assumido quando a fase dispersa tem uma concentração volumétrica menor que 10^{-6} . Se a concentração volumétrica for maior que 10^{-6} , recomenda-se o acoplamento *two-way*, ou seja, considera-se que a fase dispersa interfere no campo monofásico, sendo necessário que as duas fases sejam modeladas de forma conjunta. Para os casos que possuem concentrações mais elevadas, há também o acoplamento *four-way* que leva em consideração as interações entre as partículas sólidas [6].

Quando o campo monofásico turbulento é modelado usando um modelo de turbulência baseado na metodologia RANS, a modelagem da fase dispersa precisa de um método estocástico que simule a dispersão turbulenta nessa fase [7]. O modelo DRW implementado no Fluent possui uma particularidade relacionada à seleção do modelo de turbulência. Quando é selecionado um modelo de duas equações, como o modelo k- ε , que tende a uma previsão isotrópica dos componentes normais do tensor de Reynolds, as

componentes de velocidade flutuantes fornecidas ao modelo DRW, são consideradas iguais em todas as direções. Por outro lado, quando um modelo RSM é selecionado, as velocidades flutuantes fornecidas ao modelo DRW são anisotrópicas. Como o escoamento em um ciclone é caracterizado pela turbulência anisotrópica, espera-se que o modelo RSM forneça melhores resultados na obtenção da eficiência de coleta [7].

No ciclone, o deslocamento da partícula depende do equilíbrio de duas forças, a força centrífuga e a força de arrasto. A força centrífuga depende das velocidades médias do campo e direciona a partícula para a parede do ciclone, já a força de arrasto depende também das variações de velocidade, e é a força responsável por direcionar as partículas para o centro do ciclone. A força de arrasto é particularmente importante para partículas pequenas, com diâmetro menor que 2 micrômetros, assim, é esperado que a utilização do DRW seja relevante na obtenção da eficiência de coleta em ciclone [10].

2.5 REVISÃO DA LITERATURA

Na análise da literatura, diversos estudos se dedicaram à investigação de ciclones por meio da fluidodinâmica computacional, empregando metodologias variadas para tentar obter resultados que se aproximem dos experimentais em eficiência granulométrica e queda de pressão.

No estudo conduzido por Mendes e Noriler (2022) [11], foi usada a abordagem Euler-Euler para prever a curva de eficiência em ciclones. A fase contínua foi modelada pelo modelo RSM. A turbulência da fase sólida, bem como sua influência na fase gasosa, foi desconsiderada e o arrasto gás-sólido foi modelado usando o modelo Gidaspow. Esse método foi capaz de reproduzir os dados experimentais, com uma curva de eficiência com erros menores do que 3%, porém o custo computacional dessa abordagem é uma desvantagem.

Huang *et al.* (2018) [3] exploraram a influência da concentração de sólidos na entrada sobre a curva de eficiência granulométrica. Nesse trabalho foi usada a abordagem Euler-Lagrange, com a fase contínua sendo modelada pelo modelo RSM. As simulações iniciaram em modo estacionário, evoluindo para transiente após um número específico de interações, com um passo de tempo de 10^{-4} s. Em suas simulações considerou interação entre a fase contínua e a fase dispersa, usando assim acoplamento *two-way*. Para o cálculo da trajetória das partículas usou o modelo DRW. Nesse trabalho observou-se uma

superestimação da eficiência granulométrica para partículas menores que $1\mu\text{m}$, enquanto para partículas maiores, os resultados se aproximaram dos valores experimentais.

Lakhbir Singh Brar *et al.* (2015) [12] investigaram ciclones com diferentes geometrias. Adotando a abordagem Euler-Lagrange, modelaram a fase contínua com o modelo RSM, realizando simulações transientes com passo de tempo de 10^{-4}s . Para a fase dispersa foi considerado acoplamento *one-way* e para o cálculo da trajetória das partículas o modelo DRW foi empregado. Esse estudo conseguiu prever com precisão a queda de pressão, eficiência granulométrica e diâmetro de corte.

No trabalho de Paweł Kozoń *et al.* (2015) [13], foram investigados ciclones com alta concentração de sólidos na entrada, adotando a abordagem Euler-Lagrange com acoplamento *four-way*. O modelo RSM foi utilizado para a fase contínua, e as simulações ocorreram em modo transiente com passo de tempo de 10^{-3}s . Apesar de revelar uma mudança significativa no comportamento do escoamento de gás devido à presença de partículas sólidas, os resultados da queda de pressão distanciaram-se dos valores experimentais.

3 METODOLOGIA

Este estudo em CFD envolveu a execução de diversas etapas essenciais. Incluíram a construção da geometria, a geração da malha, testes desta malha, a modelagem do campo monofásico e a modelagem da fase dispersa. A seguir, cada uma dessas etapas foi minuciosamente detalhada, visando explicar o processo adotado para a obtenção de cada resultado.

3.1 GEOMETRIA

A primeira etapa de um estudo em CFD é a construção da geometria do equipamento. Nesse trabalho dois ciclones foram estudados, um ciclone que será identificado como alfa (α) com 29 cm de diâmetro e o outro nomeado como beta (β), com 7,23 cm de diâmetro. O ciclone α foi utilizado no trabalho do Hoekstra [4] e o ciclone β no trabalho do Huang [3], sendo ambos trabalhos experimentais, cujos dados foram utilizados para fins de validação das simulações em CFD. As geometrias detalhadas dos ciclones estão representadas na Figura 2.1 e 2.2, respectivamente. As geometrias foram criadas utilizando o software Space Claim 2022 R1 da Ansys.

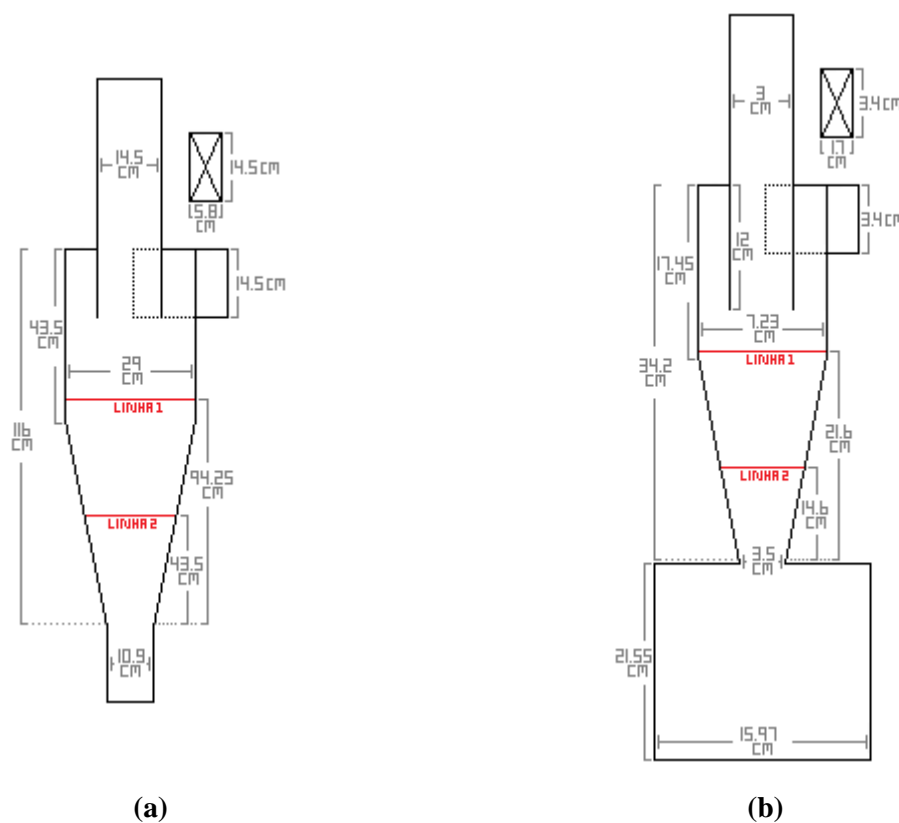


Figura 3.1: Geometria (a) do ciclone α e (b) do ciclone β . Linhas vermelhas indicam posições axiais para comparação dos perfis de velocidade obtidos experimentalmente.

3.2 TESTE DE MALHA

Para o ciclone α foi usada uma malha da dissertação de Silva [7] que já havia passado pelo teste de malha e foi considerada independente. Para o ciclone β , foi realizado o teste de malha com o intuito de obter uma malha independente. Para isso, 3 malhas estruturadas com diferentes números de elementos foram criadas: a malha menos refinada com 330 mil elementos, a malha intermediária com 610 mil elementos e a malha mais refinada com 1,1 milhão de elementos. As malhas foram construídas no software ICEM 2022 R1 na Ansys. As três malhas foram testadas na obtenção do perfil de velocidade e da queda de pressão usando o modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, com passo de tempo 10^{-3} s. Das simulações foram extraídos registros de velocidade em duas linhas horizontais em alturas diferentes do corpo do ciclone. As localizações das linhas podem ser verificadas na Figura 3.1.

3.3 MODELAGEM DO CAMPO MONOFÁSICO

Para a obtenção do campo monofásico foram realizadas simulações usando o *software* Fluent 2023 R1 da Ansys. O fluido escolhido para ser simulado foi o ar atmosférico com uma massa específica de $1,205 \text{ kg/m}^3$ e viscosidade dinâmica de $1,889 \times 10^{-5} \text{ kg/ms}$. Inicialmente, foi usada a metodologia transiente com passo de tempo 10^{-3} s. A queda de pressão e os perfis de velocidade foram usados para verificar se as simulações alcançaram o estágio estacionário. Também foi feito um teste de passo de tempo, onde o passo de tempo foi reduzido para 10^{-4} s e 10^{-5} s. O teste de passo de tempo também foi feito com o modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC. O passo de tempo adequado obtido no teste foi usado para realizar as simulações com o modelo de turbulência RSM. As configurações numéricas utilizadas podem ser verificadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Configurações utilizadas nas simulações.

Parâmetro	Especificação	
<i>Solver</i>	<i>Pressure-based</i>	
Acoplamento pressão-velocidade	<i>PISO</i>	
Discretização espacial	Gradiente	<i>LeastSquaresCellBased</i>
	Pressão	<i>PRESTO!</i>
	Momento	<i>SecondOrderUpwind</i>
	Energia cinética turbulenta	<i>FirstOrderUpwind</i>
	Taxa de dissipação turbulenta	<i>FirstOrderUpwind</i>
Formulação transiente	<i>SecondOrderImplicit</i>	

As condições de contorno para o ciclone α foram:

- Entrada
 - Velocidade: 15,14 m/s
 - Intensidade turbulenta: 10,00%
 - Diâmetro hidráulico: 0,09 m

- *Underflow*
 - Pressão manométrica: 0 Pa
 - Intensidade turbulenta: 5,00%
 - Diâmetro hidráulico: 0,11 m

- *Overflow*
 - Pressão manométrica: 0 Pa
 - Intensidade turbulenta: 5,00%
 - Diâmetro hidráulico: 0,15 m

- Parede
 - Não deslizamento (velocidade nula)

As condições de contorno para o ciclone β foram:

- Entrada
 - Velocidade: 15,00 m/s
 - Intensidade turbulenta: 10,00%
 - Diâmetro hidráulico: 0,03 m

- *Overflow*
 - Pressão manométrica: 0 Pa
 - Intensidade turbulenta: 5,00%
 - Diâmetro hidráulico: 0,03 m

- Parede e *Dust chamber*
 - Não deslizamento (velocidade nula)

3.4 MODELAGEM DA FASE DISPERSA

Para a modelagem da fase dispersa foi usada a abordagem Lagrangeana. O diâmetro das partículas utilizadas variou de 0,25 μm a 4,00 μm . No ciclone α foram usadas partículas com densidade de 2740 kg/m^3 e no ciclone β partículas com densidade de 2900 kg/m^3 . Para a modelagem da fase dispersa foi necessário atualizar as condições de contorno do *underflow*, *overflow* e parede.

As condições de contorno para a fase dispersa do ciclone α foram:

- *Underflow: escape*
- *Overflow: trap*
- *Parede: reflect*

Para o ciclone β , as condições de contorno foram:

- *Dust chambre: escape*
- *Overflow: trap*
- *Parede: reflect*

As condições de contorno *escape* e *trap* excluem a partícula da simulação quando atingem essas regiões específicas. Já a condição de contorno *reflect* modifica o momento da partícula, conforme determinado pelo coeficiente de restituição, estabelecido em 0,9 para a parede.

O cálculo da eficiência granulométrica foi feito pela razão entre o número de partículas no *underflow* ($n_{\text{coletadas}}$), e o número de partículas na entrada ($n_{\text{injetadas}}$), conforme Equação 2.32.

$$G = \frac{n_{\text{coletadas}}}{n_{\text{injetadas}}} \quad (3.1)$$

Dois métodos foram analisados na obtenção da eficiência dos ciclones, o acoplamento *one-way*, que considera que a partícula não altera o campo monofásico e o acoplamento *two-way*, que considera interação entre a fase dispersa e o campo monofásico. Também foi verificada a interferência do uso do DRW na obtenção da eficiência. O método de integração utilizado foi o Runge-Kutta de 4ª ordem.

Nos dois ciclones foram usadas três abordagens para a obtenção da eficiência de partícula: *one-way* com DRW, *one-way* sem DRW e *two-way* com DRW.

Para o uso do acoplamento em duas vias foi necessário adicionar a vazão mássica de sólidos para cada ciclone. As vazões utilizadas podem ser verificadas na Tabela 3.2. Os valores utilizados foram os mesmos dos trabalhos experimentais [3,4]

Tabela 3.2: Configurações de entrada utilizadas nas simulações *two-way*.

Ciclone	Vazão mássica (Kg/s)	Concentração mássica %(m/m)	Concentração volumétrica %(v/v)
Alfa	$4,30 \times 10^{-4}$	0,280	$1,23 \times 10^{-6}$
Beta	$2,50 \times 10^{-4}$	2,36	$9,79 \times 10^{-6}$
Beta	$0,165 \times 10^{-4}$	0,156	$0,644 \times 10^{-6}$

Para o caso do ciclone β com concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$, também foi feita uma investigação utilizando o acoplamento *two-way*, mas com as partículas sendo simuladas de forma transiente junto com o campo monofásico. Essa metodologia foi denominada como *two-way unsteady* nesse trabalho.

4 RESULTADOS

4.1 TESTE DE MALHA

Para o ciclone α foi usada uma malha da dissertação de Silva [7] que já havia passado pelo teste de malha e foi considerada independente. Na Figura 4.1 (a) é possível observar a malha criada pelo software ICEM com 393 mil elementos.

Os valores de velocidade tangencial média do ciclone β podem ser verificados na Figura 4.2. Na simulação com elementos de malha menos refinados, os valores de velocidade tangencial média, tiveram uma pequena discrepância com os valores obtidos nas simulações com elementos intermediários, e com elementos mais refinados, indicando necessidade de uma maior discretização espacial. Como os valores de velocidade tangencial média não tiveram alteração entre a malha mais refinada e a intermediária, a malha considerada independente foi a de 610 mil elementos, Figura 4.1 (b).

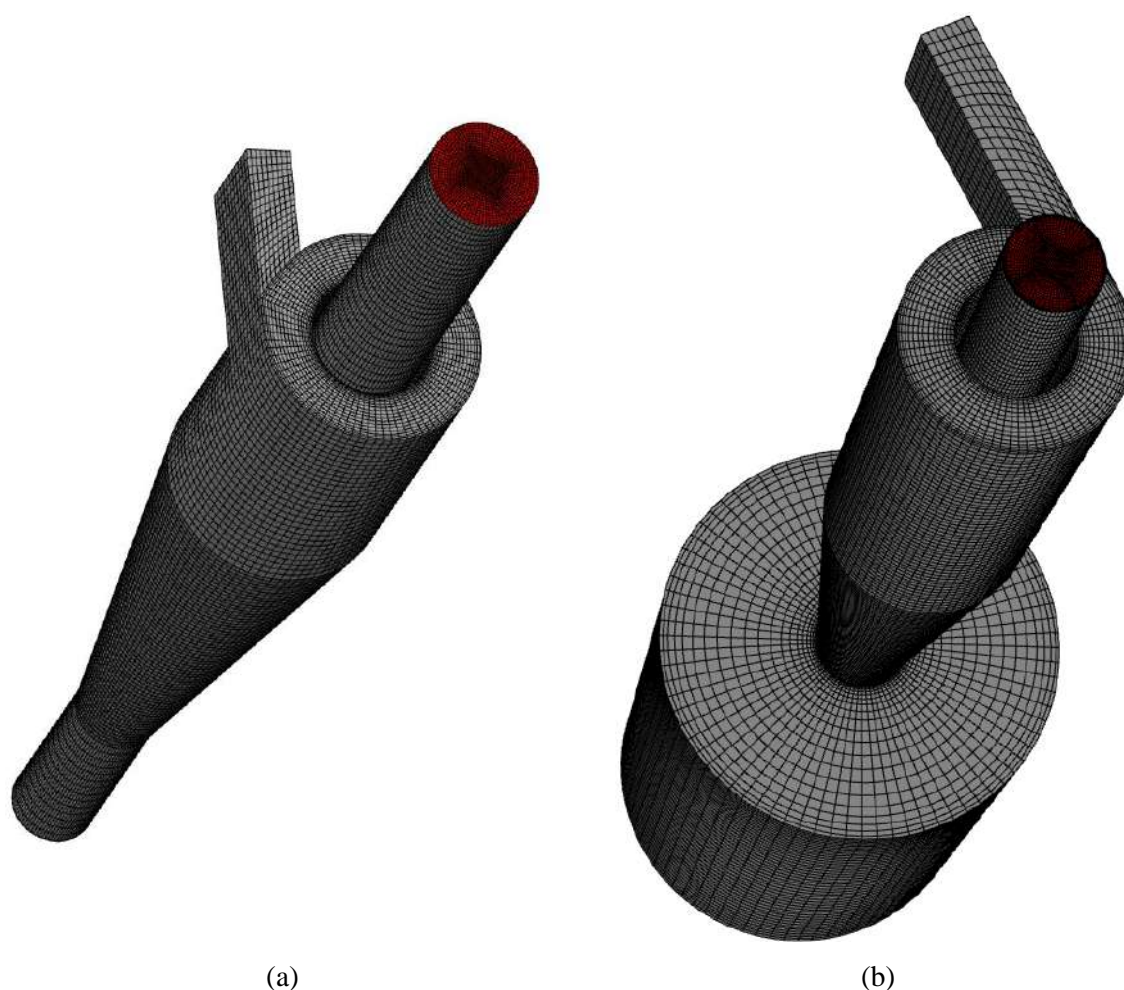


Figura 4.1: (a) Malha independente do ciclone α com 393 mil elementos. (b) Malha independente do ciclone β com 614 mil elementos.

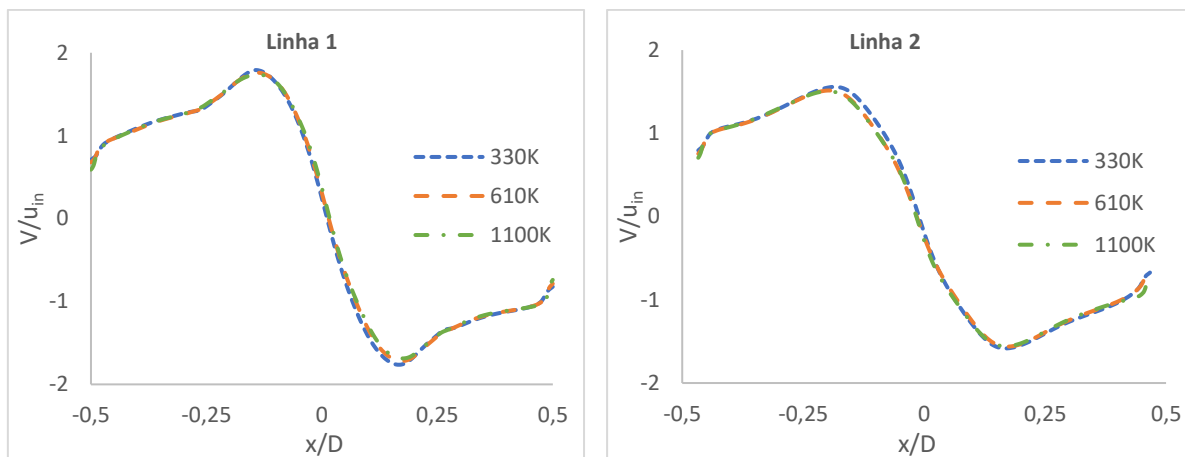


Figura 4.2: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

Um outro parâmetro avaliado na escolha da malha independente foi a queda de pressão. Na Tabela 4.1 estão os valores de queda de pressão em cada simulação. Como a malha intermediária obteve o mesmo valor que a malha mais refinada, reforça-se a escolha da malha intermediária como malha independente.

Tabela 4.1: Queda de pressão no ciclone β com diferentes refinamentos de malha.

Número de elementos	Pressão
330 mil	920 Pa
610 mil	873 Pa
1100 mil	873 Pa

4.2 TESTE DE PASSO DE TEMPO

Na Figura 4.3 e 4.4 os perfis de velocidade tangencial média obtidos com o passo de tempo de 10^{-4} s tiveram valores próximos aos obtidos na simulação com o passo de tempo 10^{-5} s. O passo de tempo 10^{-3} s não foi escolhido por ter obtido valores de velocidade diferente das outras duas simulações, indicando necessidade de uma maior discretização temporal. Para os dois ciclones, o passo de tempo escolhido foi de 10^{-4} s.

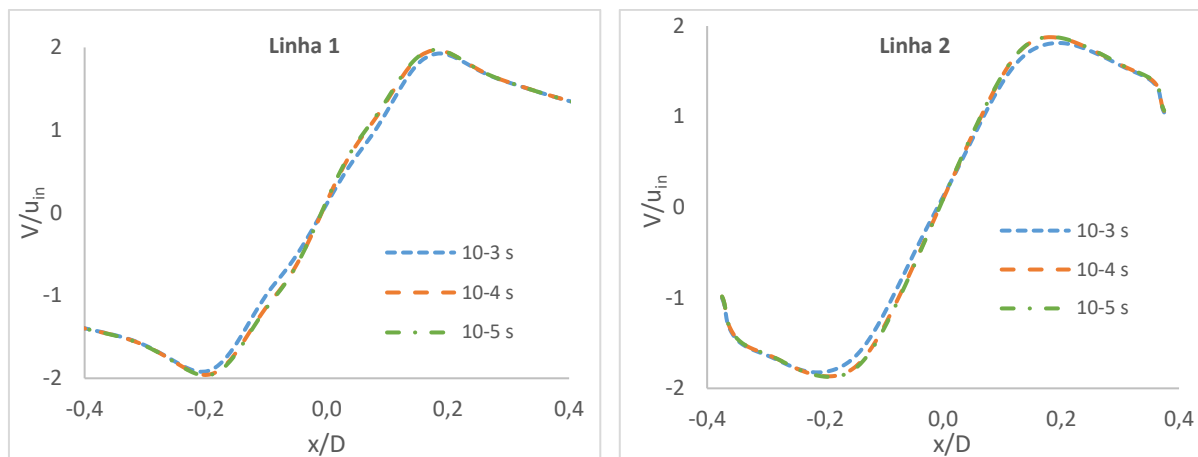


Figura 4.3: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

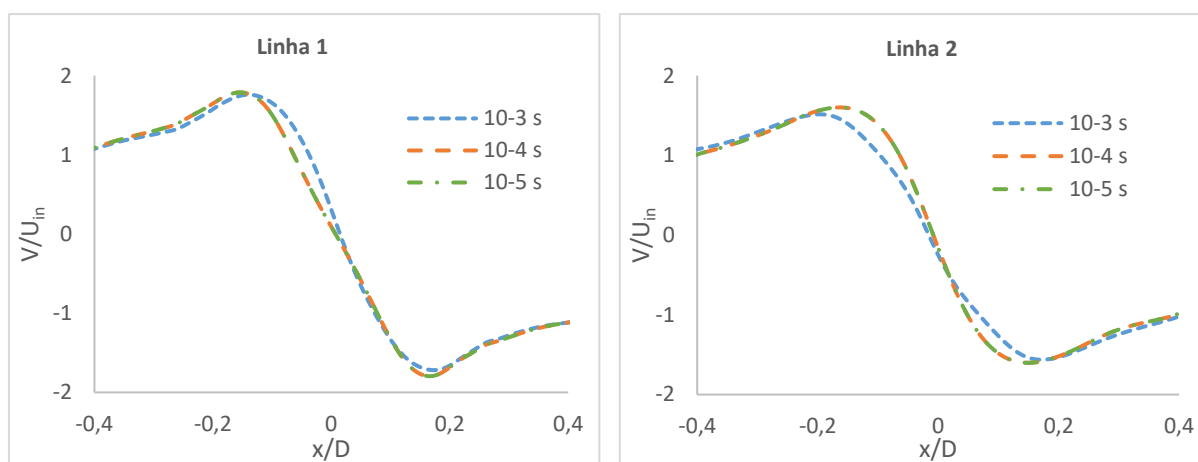


Figura 4.4: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

4.3 MODELAGEM DO CAMPO MONOFÁSICO

O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão tem dificuldade em obter o perfil de velocidade tangencial média em escoamentos rotacionais [7]. Essa dificuldade é superada com a adição do termo de correção de curvatura nesse modelo [15]. Isso pode ser observado na Figura 4.5, onde o modelo $k-\varepsilon$ com correção de curvatura foi capaz de obter um perfil de velocidade tangencial média muito próximo ao experimental para o ciclone α . Esse modelo teve dificuldade apenas na região de escoamento livre da Linha 2, onde os valores encontrados se distanciaram levemente dos valores experimentais.

O modelo RSM, um modelo de turbulência mais complexo e com um custo computacional maior, é o mais recomendado em simulações de escoamento rotacional [3, 11]. Conforme a Figura 4.5, como esperado, o modelo RSM foi capaz de obter um perfil de velocidade tangencial média próximo ao valor experimental para o ciclone α .

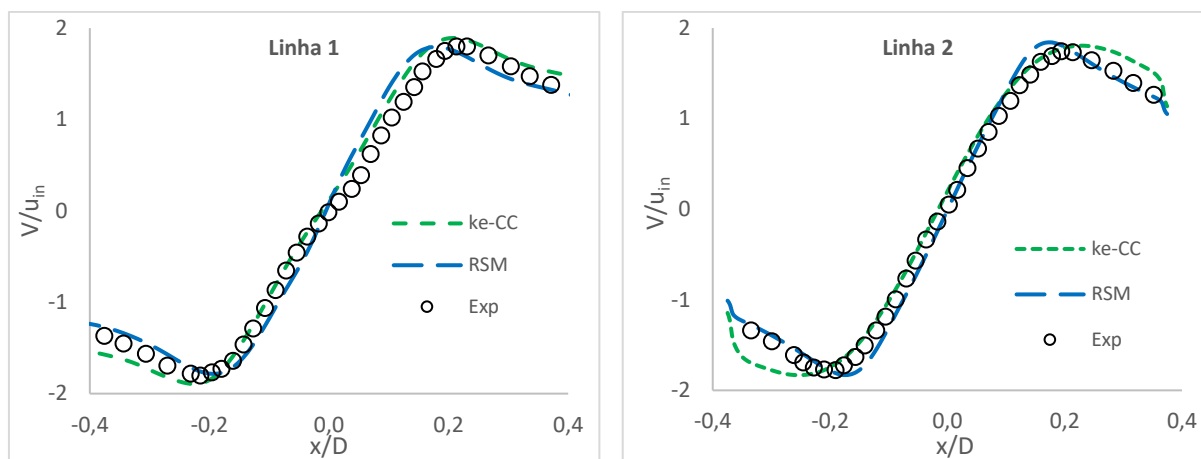


Figura 4.5: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone α .

Para o ciclone β não há dados experimentais de velocidade tangencial média. A Figura 4.6 mostra apenas uma comparação entre os valores obtidos na simulação com o modelo de turbulência $k\varepsilon$ -CC e RSM. Nesse ciclone, o modelo RSM teve um pico de velocidade maior e o tamanho do núcleo do vórtice menor do que o encontrado pelo modelo $k\varepsilon$ -CC.

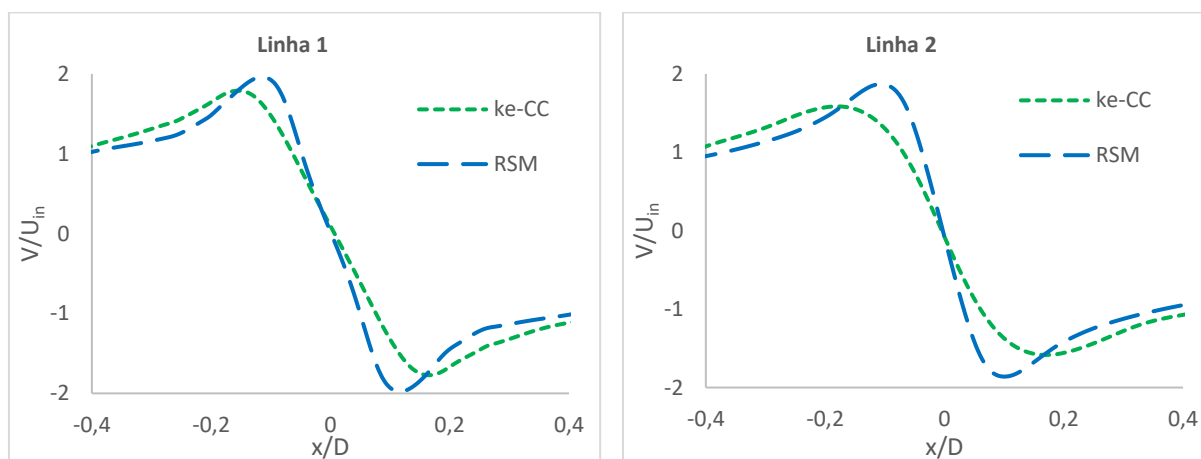


Figura 4.6: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β .

A queda de pressão do ciclone foi o principal critério de convergência das simulações. Na Figura 4.7 é possível comparar a queda de pressão instantânea, durante as simulações, no ciclone α com os dois modelos estudados. Os dois modelos foram simulados até um tempo de simulação de 1,7 segundos com um passo de tempo de 10^{-4} s. Com esses parâmetros o modelo $k\varepsilon$ -CC levou aproximadamente 84h de CPU para finalizar a simulação e o modelo RSM levou 140h de CPU para finalizar a simulação. Para a realização destas simulações foi utilizado um computador dotados de um processador Intel® Core™ i5

10400F de 2,9 GHz com 32 GB de memória RAM. O modelo RSM alcança o estado estacionário periódico com um tempo menor de simulação, necessitando de aproximadamente 0,85 s para estabilizar a pressão em torno de um valor médio. O modelo $k\epsilon$ -CC leva um tempo maior para ter a pressão estabilizada, aproximadamente 1,4 s.

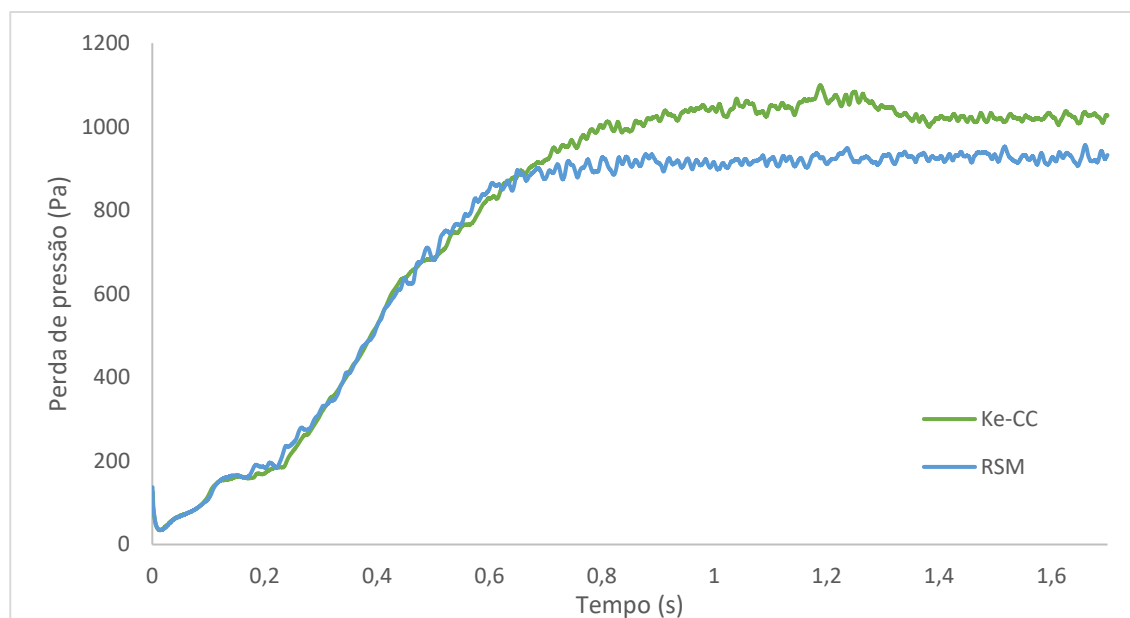


Figura 4.7: Perda de pressão registrada durante as simulações no ciclone α .

Nenhum dos modelos de turbulência foi capaz de prever a queda de pressão dos ciclones. No ciclone α o erro foi menor com o modelo RSM, resultado esperado, pois também foi o modelo que obteve os melhores resultados de velocidade tangencial média. No segundo ciclone β o erro foi menor com o modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, porém os dois modelos obtiveram elevados valores de erro. Os valores da queda de pressão e o erro associado podem ser verificados na Tabela 4.2. O valor experimental da queda de pressão do ciclone α foi de 773 Pa e no ciclone β foi de 600 Pa.

Tabela 4.2: Queda de pressão nos ciclones com diferentes modelos de turbulência.

Ciclone	Modelo de Turbulência	Queda de Pressão	Erro
α	$k\epsilon$ -CC	1022 Pa	32 %
	RSM	924 Pa	19 %
β	$k\epsilon$ -CC	915 Pa	52 %
	RSM	1092 Pa	82 %

4.4 MODELAGEM DA FASE DISPERSA

4.4.1 Modelo estocástico DRW

A comparação entre os resultados obtidos no ciclone α , com e sem DRW, podem ser verificados nas Figuras 4.8 e 4.9.

Com modelo de turbulência $k\varepsilon$ -CC, Figura 4.8, o uso do DRW aproximou o valor de eficiência individual de coleta obtido pela simulação do valor experimental, principalmente nas partículas com diâmetro inferior a $1,5 \mu\text{m}$. Esse é um resultado esperado, pois, ao usar DRW, a modelagem da fase dispersa simula a ação da dispersão turbulenta nas partículas sólidas, parâmetro importante para o cálculo da força de arrasto. Em ciclones, a força de arrasto é a força responsável por direcionar as partículas para o centro do ciclone, e o efeito dessa força foi melhor captado com o modelo DRW ativado.

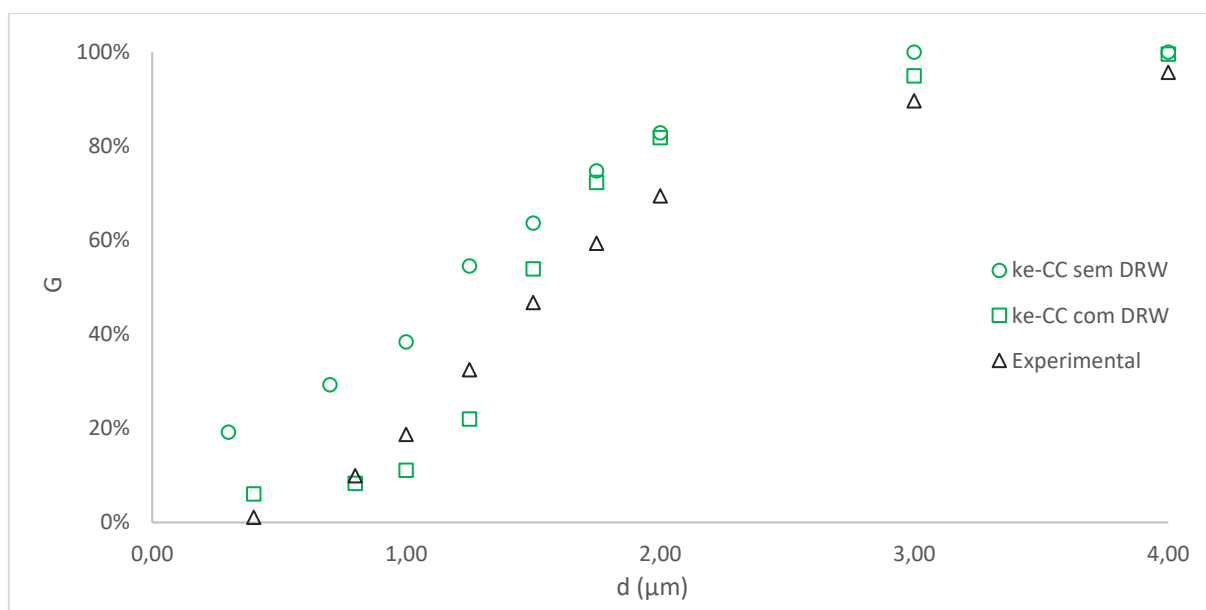


Figura 4.8: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α , com e sem DRW, e com modelo de turbulência $k\varepsilon$ -CC (acoplamento *one-way*).

Com o modelo RSM, Figura 4.9, o uso do DRW teve resultados próximos aos obtidos sem o DRW, para todos os tamanhos menores ou iguais a $1,5 \mu\text{m}$. Ainda assim, o uso do DRW trouxe uma melhora da eficiência de coleta para as partículas nessa região. Também teve um efeito expressivo em aproximar o valor simulado do valor experimental nas partículas de maior tamanho.

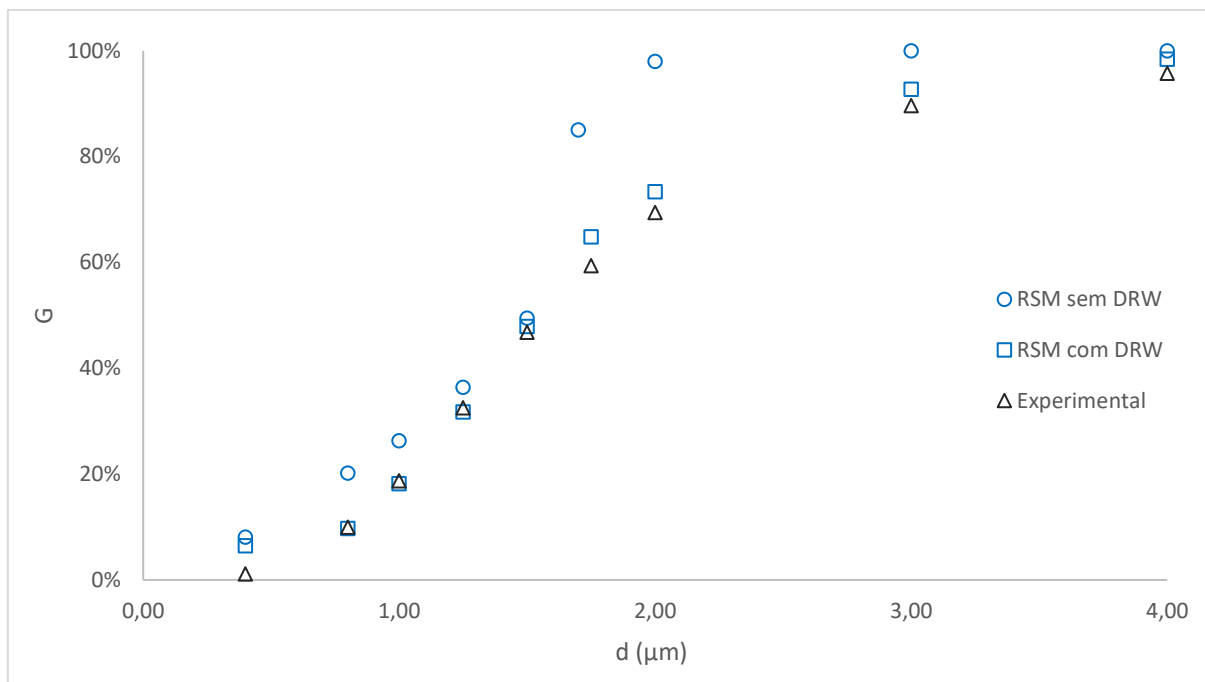


Figura 4.9: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α , com e sem DRW, e com modelo de turbulência RSM (acoplamento *one-way*).

No ciclone β , com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, a curva de eficiência com e sem DRW obteve valores próximos, Figura 4.10, porém sem DRW ocorreu um grande número de partículas incompletas, principalmente nos tamanhos de partículas com diâmetro de 0,85 μm e 1,0 μm , com aproximadamente 1/4 de partículas incompletas. Partículas incompletas são partículas que atingiram o número máximo de iterações, e que não saíram do ciclone. As partículas incompletas não foram consideradas para o cálculo de eficiência. O percentual de partículas incompletas por tamanho de partículas em cada modelo pode ser verificado na Tabela 4.3. Na simulação com o uso do DRW não houve casos de partículas incompletas.

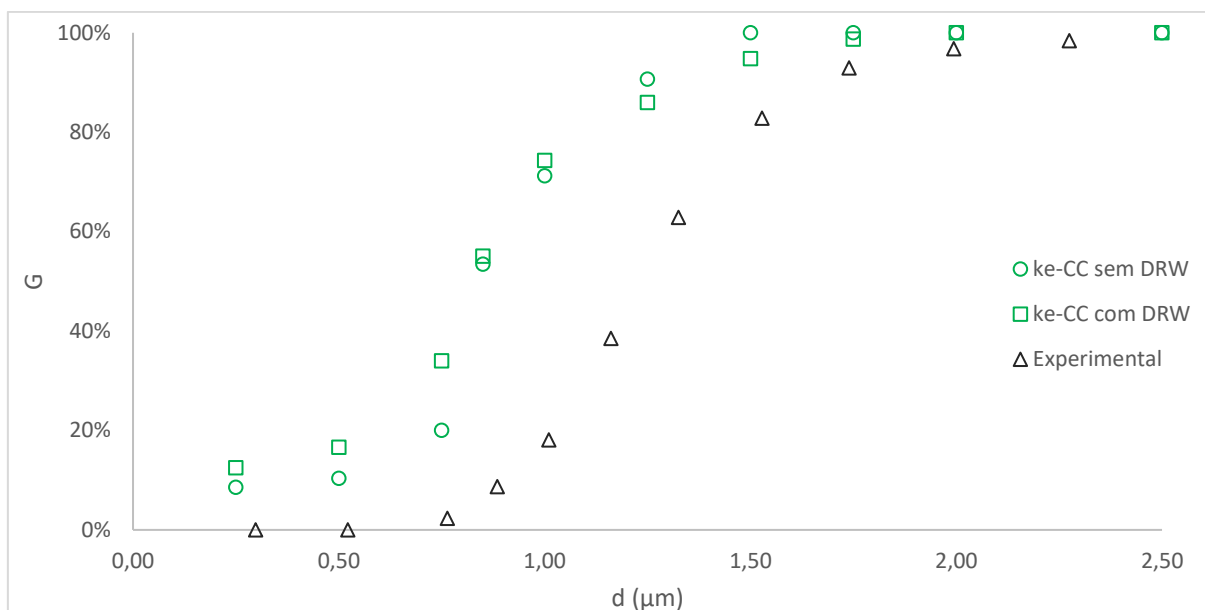


Figura 4.10: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com e sem DRW, e com modelo de turbulência $k\varepsilon$ -CC (acoplamento *one-way*).

O modelo de turbulência RSM também teve um alto número de partículas incompletas sem o uso do DRW, porém foi menor do que o encontrado no modelo $k\varepsilon$ -CC, Tabela 4.3. Na Figura 4.11 é possível observar o efeito do uso do modelo DRW na eficiência de coleta do ciclone β . Sem DRW, a eficiência granulométrica ficou mais próxima do valor experimental para as partículas com tamanho menor que $1\mu\text{m}$, porém para partículas maiores que $1\mu\text{m}$ o resultado foi insuficiente, ficando com o resultado de 100% para todos os tamanhos de partícula nessa faixa. Apesar do uso do DRW ter obtido resultados piores para as menores partículas, o uso do DRW foi importante para eliminar o problema de partículas incompletas. Além de ter obtido resultados mais próximos aos experimentais para os tamanhos de partículas $1,25\mu\text{m}$ e $1,5\mu\text{m}$.

Tabela 4.3: Percentual de partículas incompletas no ciclone β sem o uso do DRW.

Diâmetro		0,25	0,50	0,75	0,85	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,50
Partículas incompletas	$k\varepsilon$ -CC	9,1%	0,0%	9,1%	24,7%	23,7%	2,6%	3,9%	2,6%	2,6%	3,9%
	RSM	7,8%	6,5%	9,1%	1,3%	3,9%	5,2%	3,9%	2,6%	6,5%	2,6%

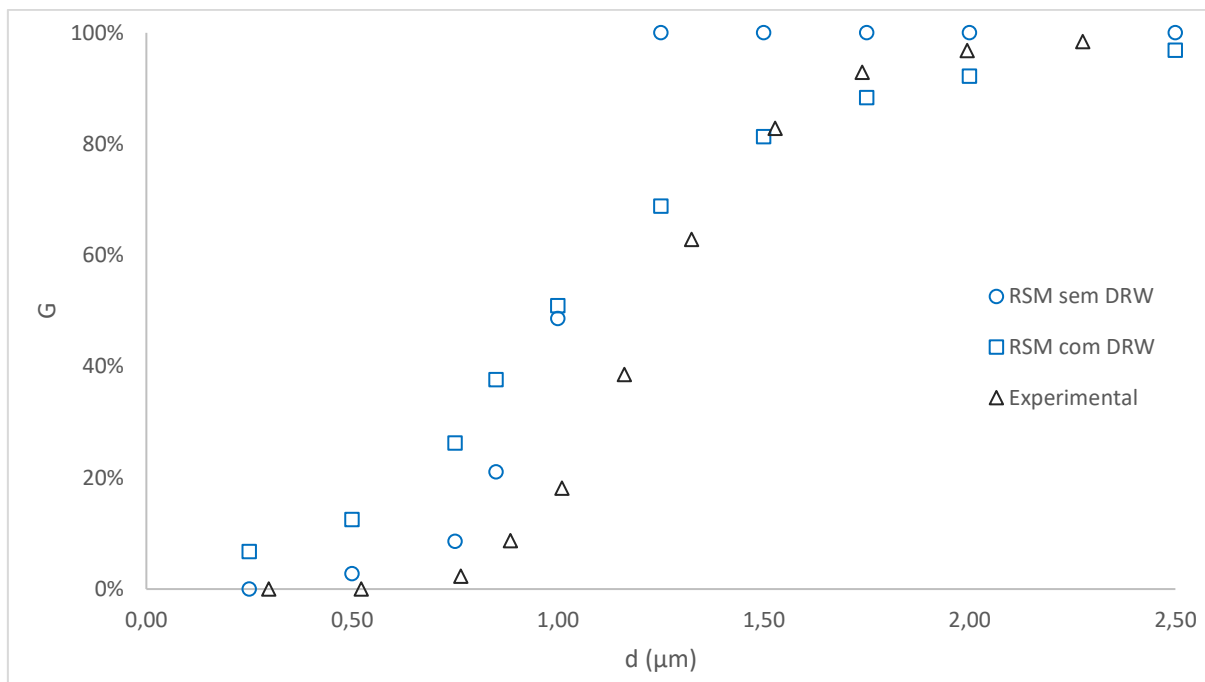


Figura 4.11: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com e sem DRW, e com modelo de turbulência RSM (acoplamento *one-way*).

4.4.2 Acoplamento entre fases

Ciclone α

A Figura 4.12, mostra que o acoplamento *two-way* com o modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC aproximou discretamente a eficiência granulométrica do valor experimental para alguns tamanhos de partículas no ciclone α , em comparação com o resultado obtido pelo acoplamento *one-way*. O acoplamento *two-way* leva em consideração a interação entre a fase dispersa e o campo monofásico. Nesse ciclone a vazão volumétrica de sólidos na entrada é de $1,23 \times 10^{-6}$, esse valor está levemente acima do valor limite no qual o acoplamento *two-way* não interfere, que é de 1×10^{-6} [6]. Dessa forma, como esperado, os resultados obtidos nas simulações com acoplamento *one-way* e *two-way* foram próximos, indicando que de fato, para este caso, a interação entre a fase dispersa e a contínua é pequena, podendo ser desprezada com segurança.

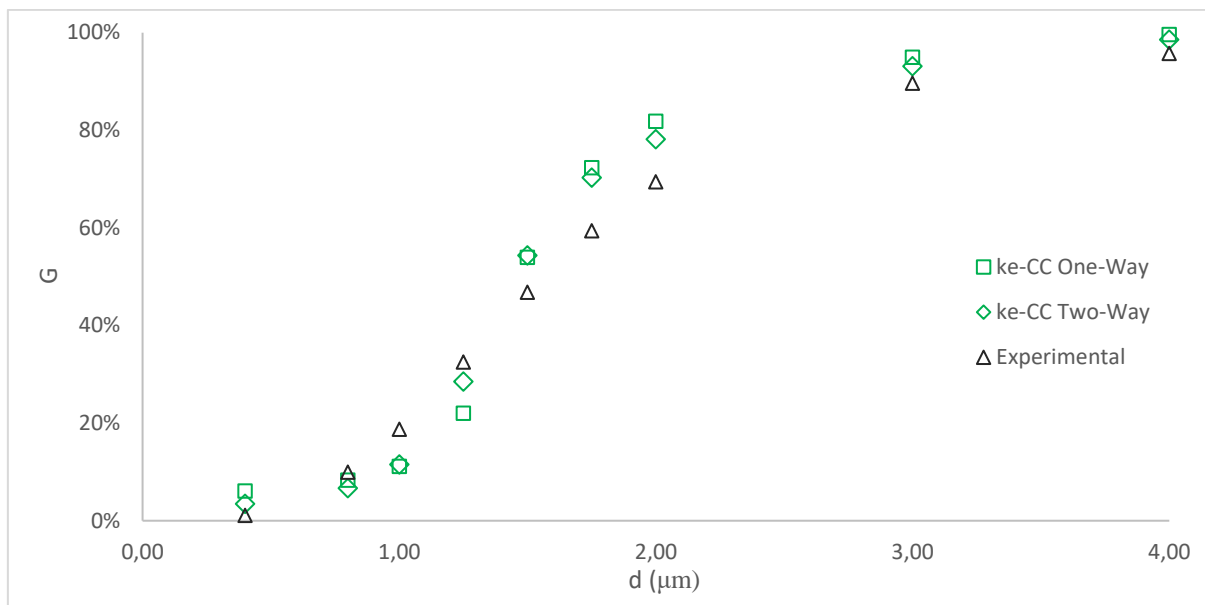


Figura 4.12: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α (concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$), com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, e com acoplamento *one-way* (com DRW) e *two-way* (com DRW).

Na Figura 4.13, verifica-se que com o modelo $k\epsilon$ -CC, o acoplamento *two-way* também não modificou de forma expressiva a velocidade tangencial média, o que indica que a presença das partículas influencia minimamente o campo monofásico.

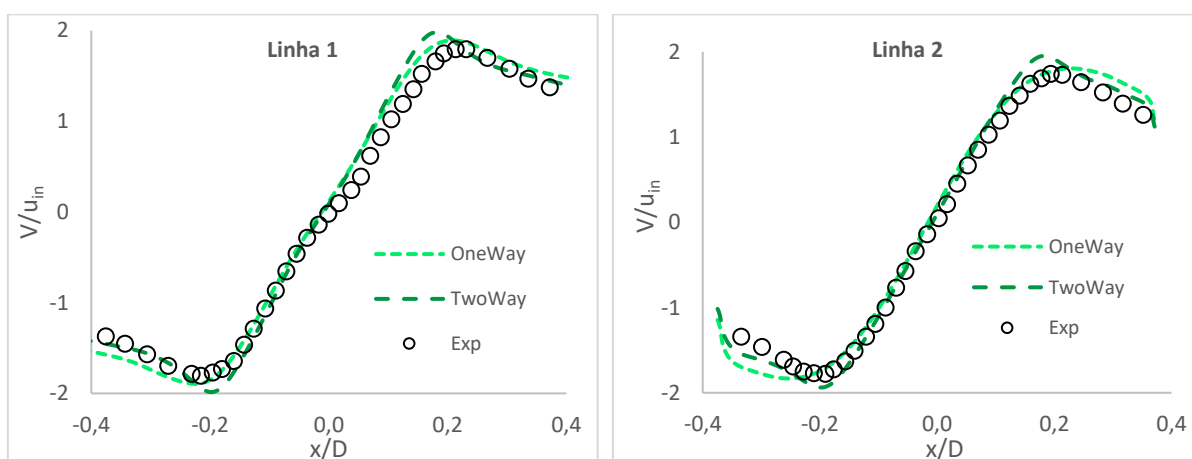


Figura 4.13: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone α , com concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$ e modelo $k\epsilon$ -CC com acoplamento *one-way* e *two-way*.

Na Figura 4.14, nota-se que no modelo RSM com acoplamento *two-way*, a eficiência granulométrica foi menor para todos os tamanhos de partículas, quando comparados com os valores obtidos na simulação com acoplamento *one-way*, melhorando o resultado para

partículas maiores que o diâmetro de corte e piorando o resultado para partículas menores que o d_{50} . Porém a diferença entre os valores indica uma interferência pequena das partículas sólidas na fase contínua, não justificando o uso do acoplamento *two-way*. Resultado semelhante ao obtido com o modelo $k\varepsilon$ -CC.

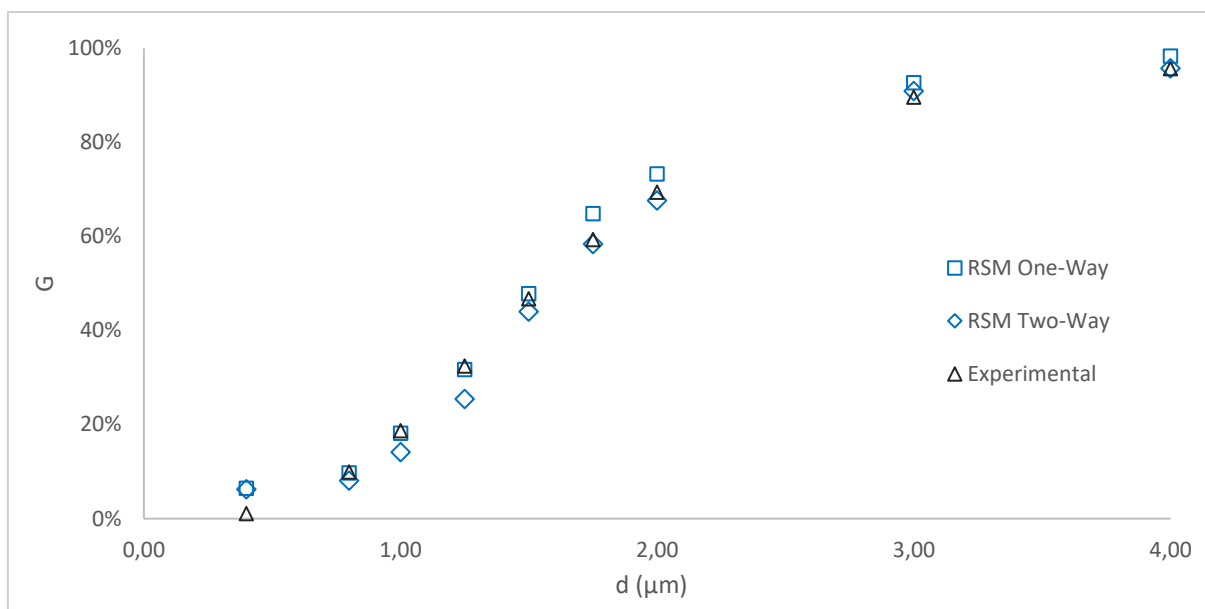


Figura 4.14: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α (concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$), com modelo de turbulência RSM, e com acoplamento *one-way* (com DRW) e *two-way* (com DRW).

Pela avaliação da Figura 4.15, nota-se que o modelo RSM com acoplamento *two-way* também não alterou o perfil de velocidade tangencial média quando comparado com o perfil obtido no acoplamento *one-way*.

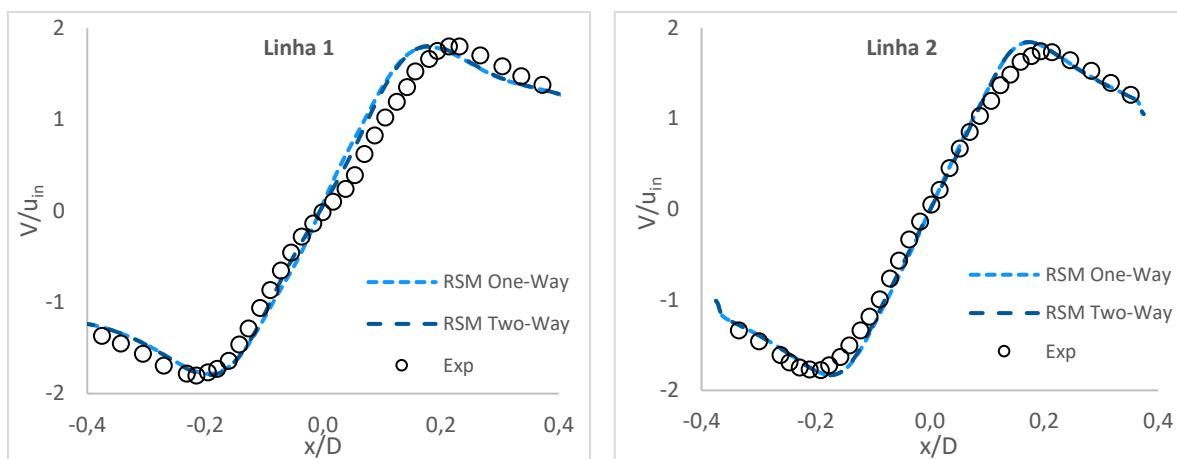


Figura 4.15: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone α , com concentração volumétrica de $1,23 \times 10^{-6}$ e modelo RSM com acoplamento *one-way* e *two-way*.

Ciclone β

No ciclone β duas concentrações de sólidos foram usadas. Pode-se observar na Figura 4.16 e 4.17 que na simulação com concentração volumétrica de sólidos de $0,644 \times 10^{-6}$, os resultados encontrados de eficiência granulométrica com o acoplamento *two-way* foram muito similares aos mesmos valores encontrados com o acoplamento *one-way*, nos dois modelos de turbulência utilizados. Como nessa simulação a vazão volumétrica de sólidos é ainda menor do que a utilizada no ciclone α e está dentro da faixa na qual é possível usar acoplamento *one-way*, o resultado obtido está dentro do esperado. Como citado anteriormente na avaliação dos resultados do ciclone α , com uma concentração tão pequena de sólidos é de se esperar que a sua interferência na fase contínua também seja pequena.

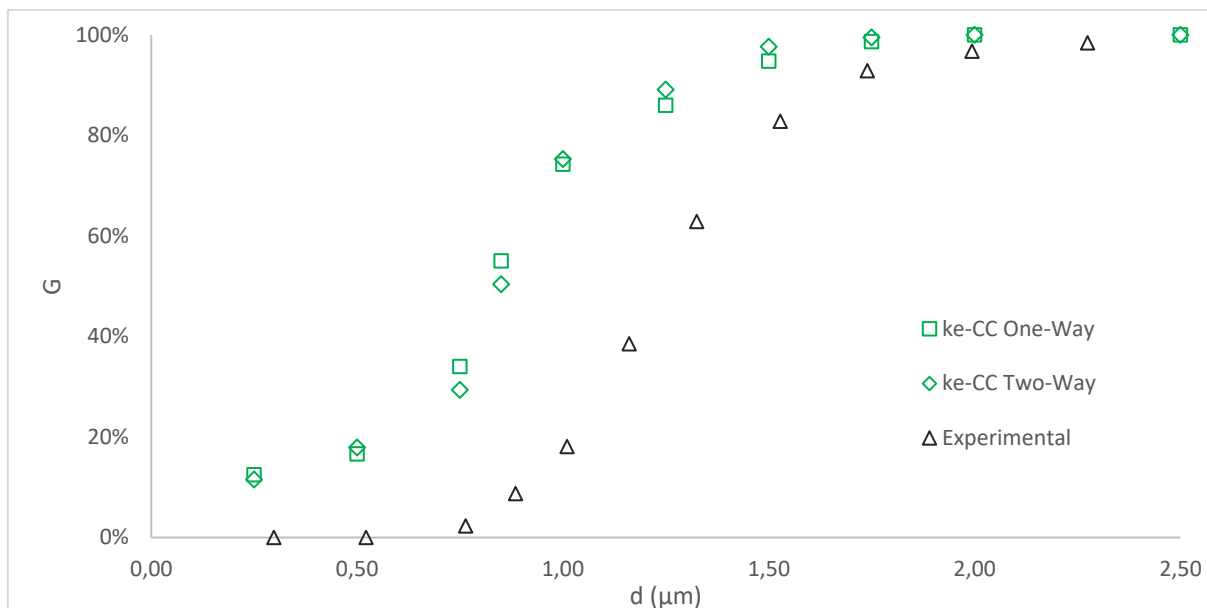


Figura 4.16: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, com acoplamento *one-way* (com DRW) e *two-way* (com DRW) e concentração volumétrica de $0,644 \times 10^{-6}$.

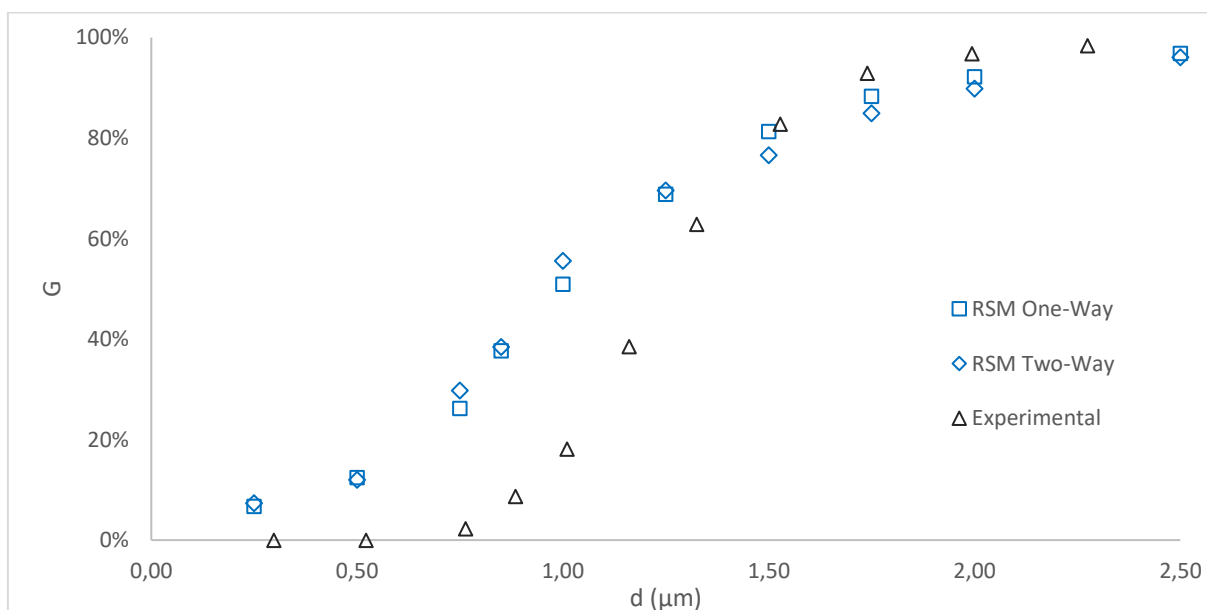


Figura 4.17: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com modelo de turbulência RSM, com acoplamento *one-way* (com DRW) e *two-way* (com DRW) e concentração volumétrica de $0,644 \times 10^{-6}$.

Na Figura 4.18 estão os valores de eficiência granulométricas do ciclone β , com vazão volumétrica de sólidos de $9,79 \times 10^{-6}$ e com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC. O acoplamento *two-way* obteve uma curva de eficiência melhor do que o acoplamento *one-*

way, mas ainda assim distante do resultado experimental. Como a concentração de sólidos é aproximadamente 15 vezes maior do que a usada na outra simulação do ciclone β , espera-se que a utilização do acoplamento *two-way* seja relevante no perfil de velocidades. Entretanto, ao verificar as velocidades tangenciais média na Figura 4.19, constata-se que, mesmo com essa concentração maior de sólidos, os valores se mantiveram próximos aos obtidos com o acoplamento *two-way*. Apesar de não ter alterado a velocidade tangencial média, a concentração maior de sólidos pode ter interferido na variação de velocidade instantânea, alterando assim a força de arrasto e reduzindo a eficiência granulométrica para alguns tamanhos de partícula.

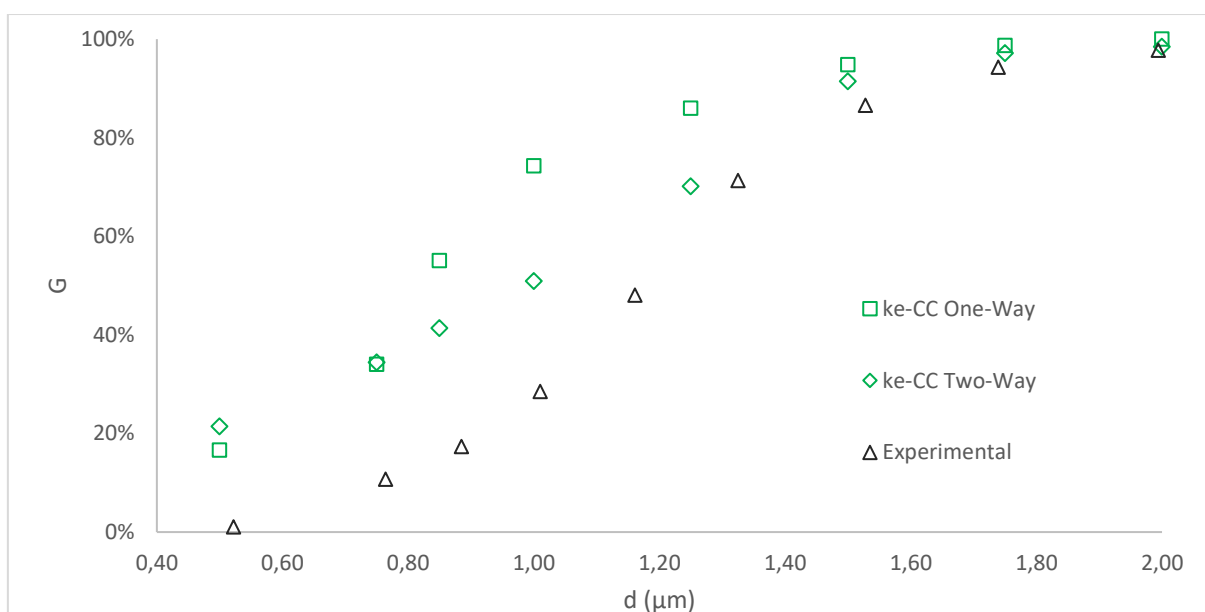


Figura 4.18: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β , com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, com acoplamento *one-way* (com DRW) e *two-way* (com DRW) e concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$.

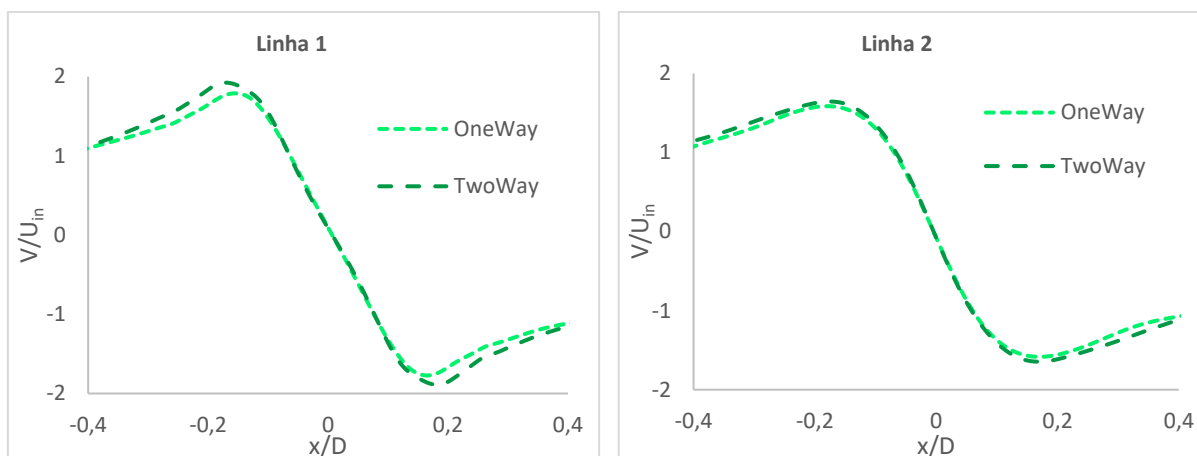


Figura 4.19: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β com concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$ e modelo $k\epsilon$ -CC com acoplamento *one-way* e *two-way*.

Na Figura 4.20 é possível comparar os perfis de velocidade obtidos com o modelo RSM e acoplamentos *one-way* e *two-way* para concentração volumétrica de sólidos de $9,79 \times 10^{-6}$. Ao que tudo indica, a simulação com acoplamento *two-way* não convergiu, retornando um perfil de velocidades inconsistente, que refletiu na predição da curva de eficiência granulométrica, conforme pode ser visto na Figura 4.21.

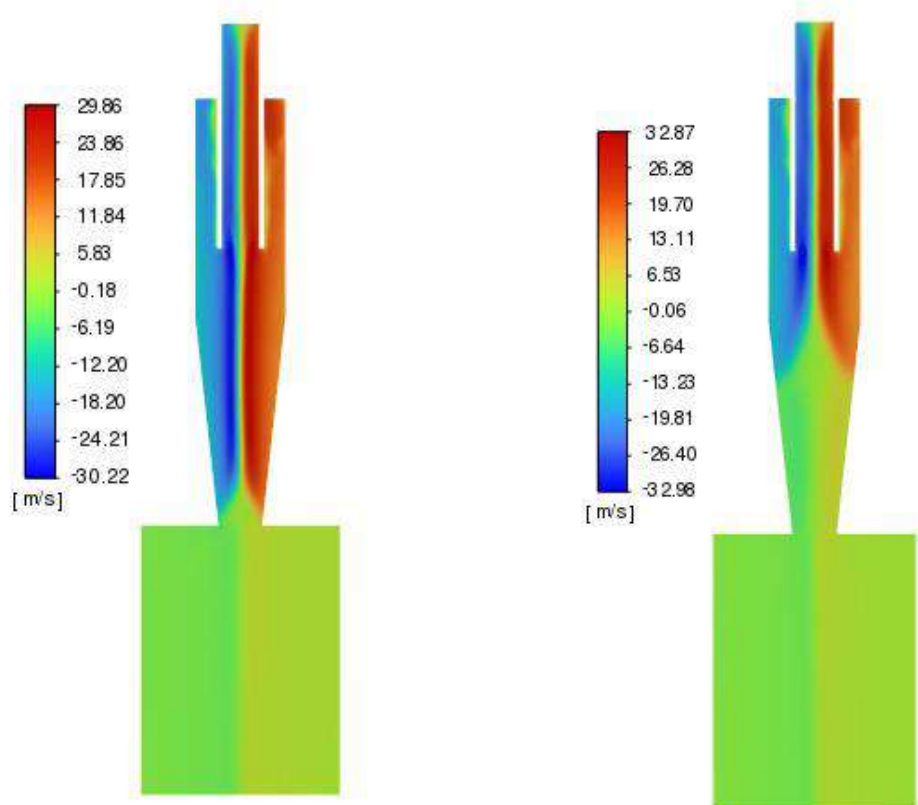


Figura 4.20: Perfis de velocidade tangencial média do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$ e modelo RSM com acoplamento (a) *one-way* e (b) *two-way* (não convergido).

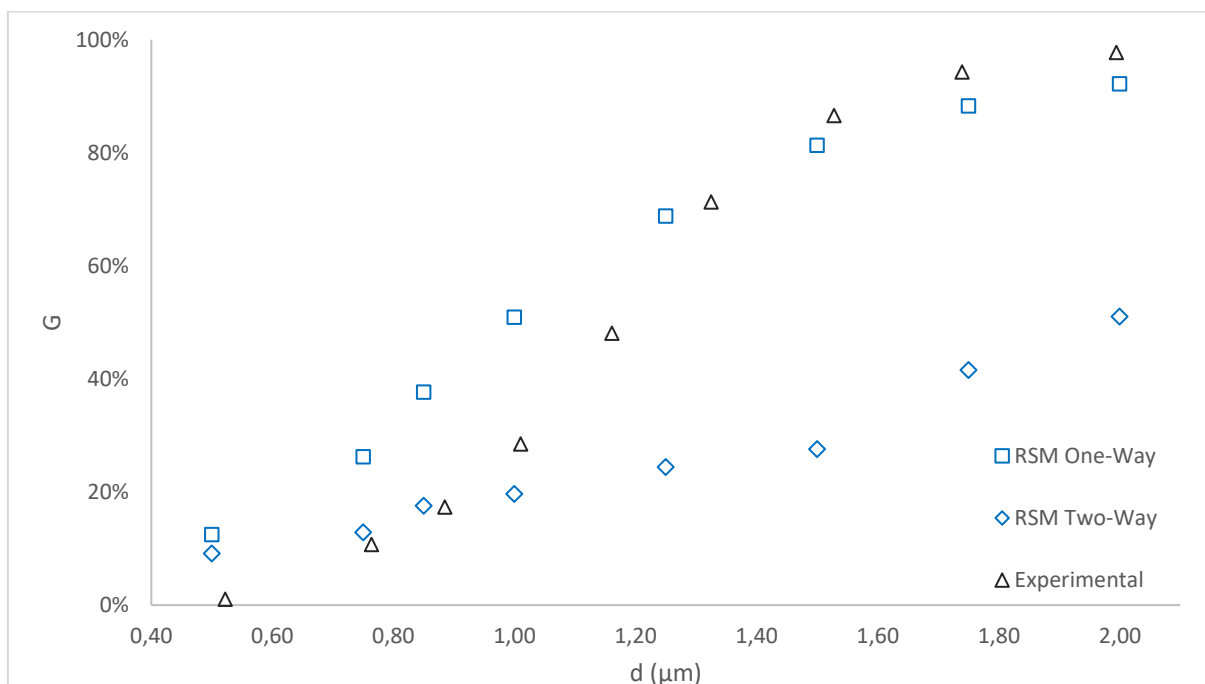


Figura 4.21: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, e modelo de turbulência RSM, com acoplamento *one-way* (com DRW) e *two-way* (com DRW) (não convergido).

Devido à dificuldade de convergência do campo monofásico no ciclone β com a concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$ e com modelo RSM e acoplamento *two-way*, foi feita uma nova simulação *two-way* com a fase dispersa sendo modelada de forma transiente junto com o campo. A análise foi estendida ao modelo $k\epsilon$ -CC. Nas Figuras 4.22 e 4.23, estão representadas as curvas de eficiência das simulações feitas com o modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC e RSM respectivamente, sendo o acoplamento *two-way unsteady*.

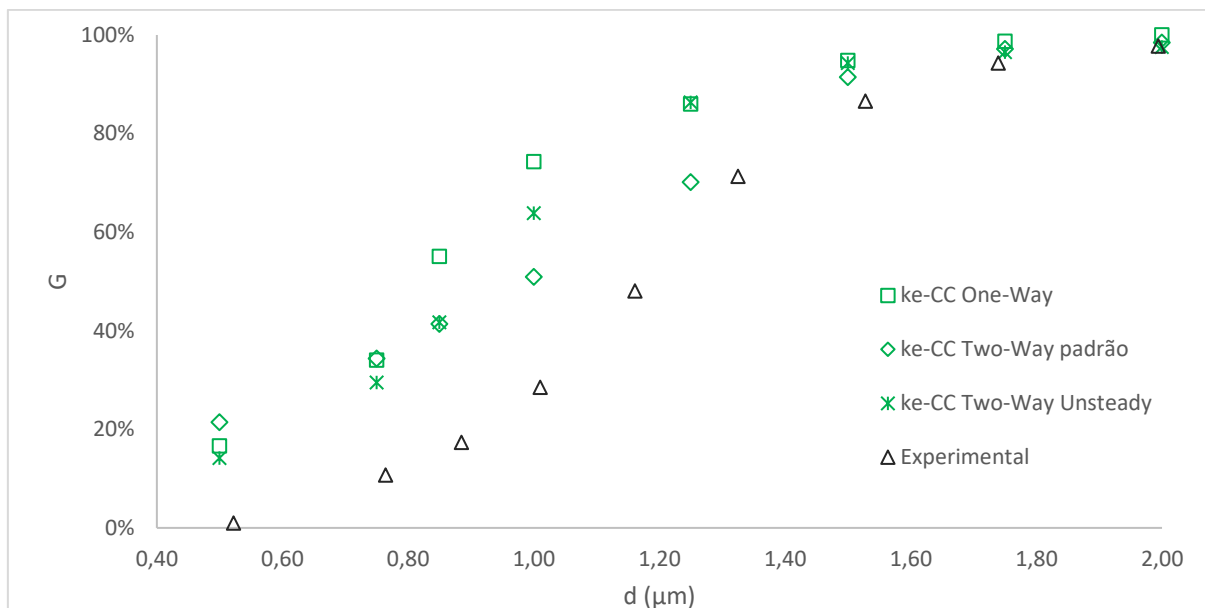


Figura 4.22: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, e com acoplamento *one-way* (com DRW), *two way* padrão (com DRW) e *two-way unsteady* (com DRW).

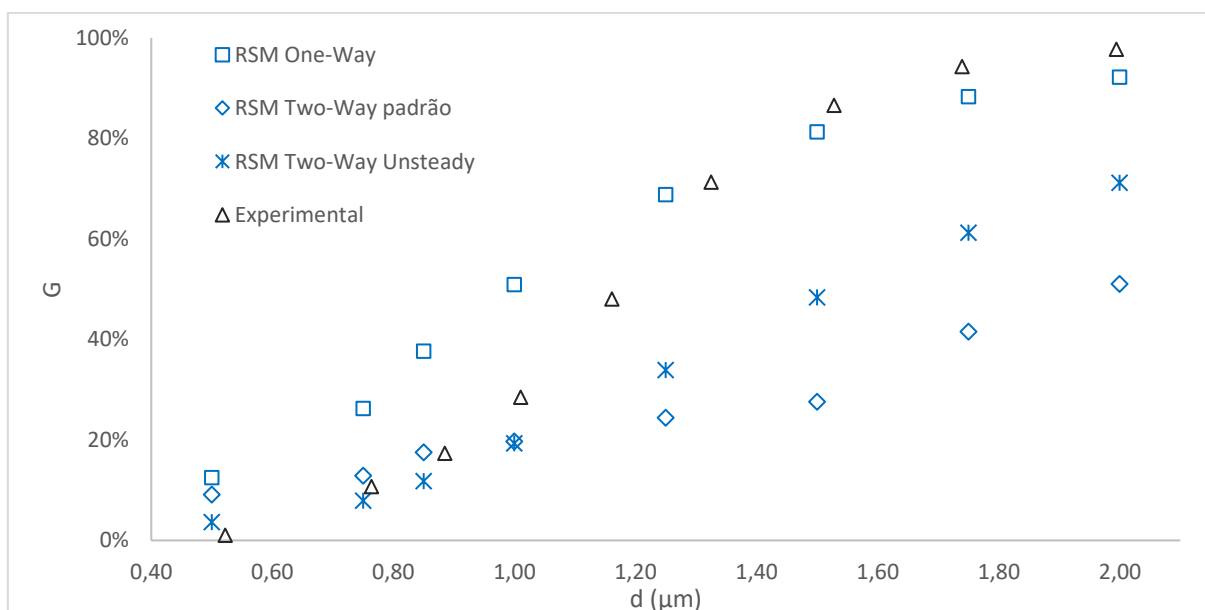


Figura 4.23: Curva de eficiência granulométrica no ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, com modelo de turbulência RSM, e com acoplamento *one-way* (com DRW), *two way* padrão (com DRW) e *two-way unsteady* (com DRW).

Os resultados da simulação com acoplamento *two-way unsteady*, obtidos com o modelo $k\epsilon$ -CC, ficaram distantes dos valores experimentais, com uma curva mais próxima da curva obtida com o acoplamento *one-way* do que da curva experimental. Ao comparar as

eficiências granulométricas com acoplamento *two-way* padrão, observa-se uma diferença em apenas dois tamanhos de partículas: 1,00 μm e 1,25 μm . Nestes diâmetros, os resultados do *two-way* padrão se desviram menos dos valores experimentais.

Nas Figuras 4.24 e 4.25 estão representados os perfis de velocidade nas posições axiais indicadas na Figura 3.1b obtidos nas simulações com ambos os modelos $k\varepsilon$ -CC e RSM, respectivamente, e acoplamentos *one-way* e *two-way unsteady*. Coerentemente com a Figura 4.19, pode-se ver na Figura 4.24 que o acoplamento *two-way unsteady* não alterou significativamente o perfil de velocidade com o modelo $k\varepsilon$ -CC, apresentando, apenas na região de escoamento livre, um pequeno desvio.

Porém, surpreendentemente pelos resultados mostrados na Figura 4.25, os perfis de velocidade tangencial com modelo RSM *one-way* e *two-way unsteady* coincidiram. No entanto, o reflexo não foi observado na curva de eficiência granulométrica, Figura 4.23. Isso levanta a discussão sobre o quanto o aumento da concentração volumétrica de sólidos na entrada do ciclone afeta a variação da velocidade instantânea e a forma que a variação da velocidade instantânea afeta o caminho da partícula em cada modelo. Enquanto o modelo $k\varepsilon$ -CC aparentemente não está captando este efeito da variação da velocidade, o modelo RSM está captando de forma equivocada, reduzindo de forma drástica a eficiência granulométrica das partículas de maiores diâmetros, mesmo apresenta perfis de velocidade tangencial consistentes.

Era esperado que o modelo RSM obtivesse um resultado melhor do que o modelo $k\varepsilon$ -CC, conforme foi encontrado nas simulações *one-way* e *two-way*, com concentração volumétrica menor. Isso, sugere a necessidade de uma avaliação na metodologia utilizada em busca de ajustes na simulação que expliquem os resultados encontrados com o modelo RSM. Na Figura 4.26, é possível verificar que o perfil de velocidade global obtido com o *two-way unsteady* ficou muito próximo do resultado obtido no *one-way*, indicando que algum parâmetro da metodologia lagrangeana pode não estar adequado, já que o campo de velocidade do fluido está adequado. Mesmo considerando a possibilidade de melhora dos resultados do modelo RSM com acoplamento *two-way unsteady*, esse resultado será utilizado para a conclusão deste trabalho.

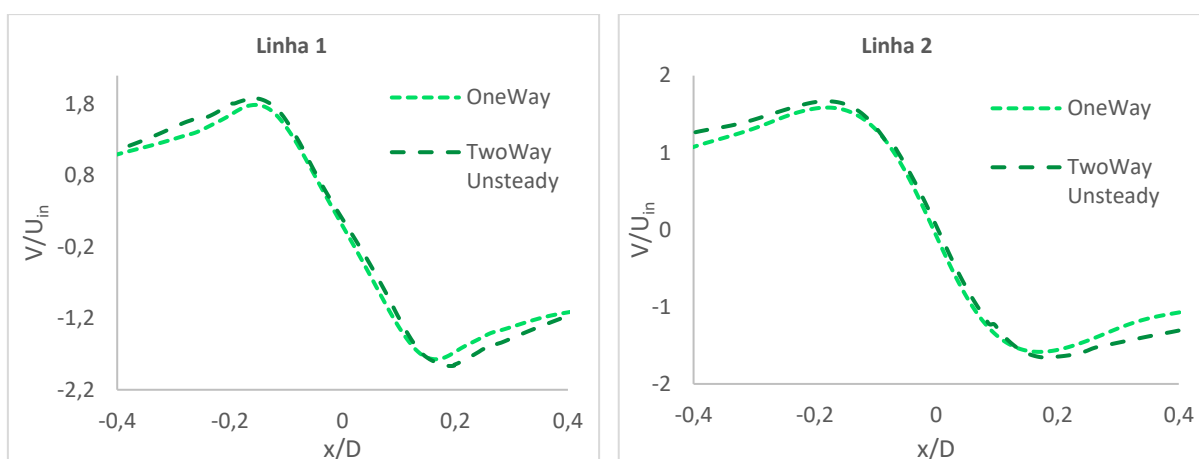


Figura 4.24: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, e com modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC e acoplamentos *one-way* e *two-way unsteady*.

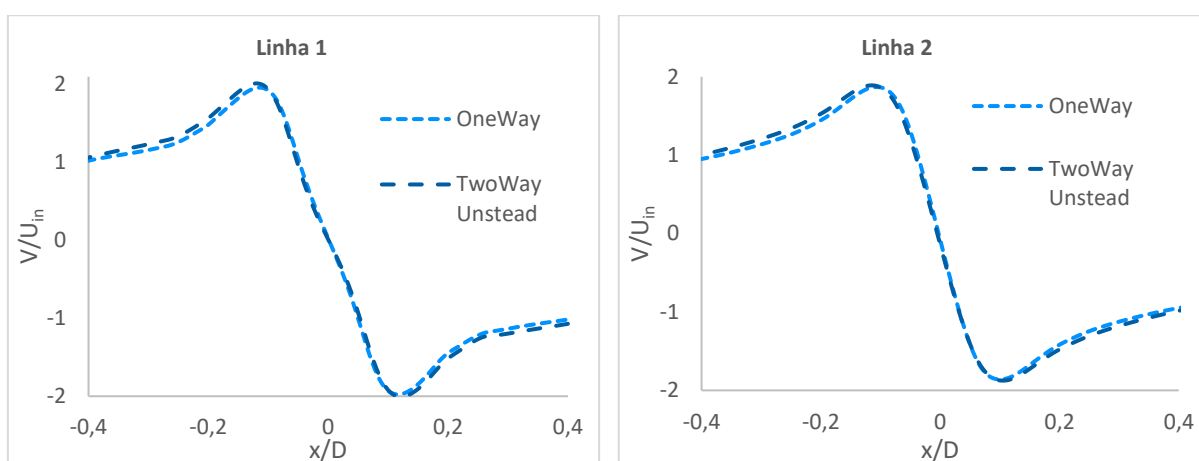


Figura 4.25: Perfis de velocidade tangencial média para as Linhas 1 e 2, ao longo do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, e com modelo de turbulência RSM e acoplamentos *one-way* e *two-way unsteady*.

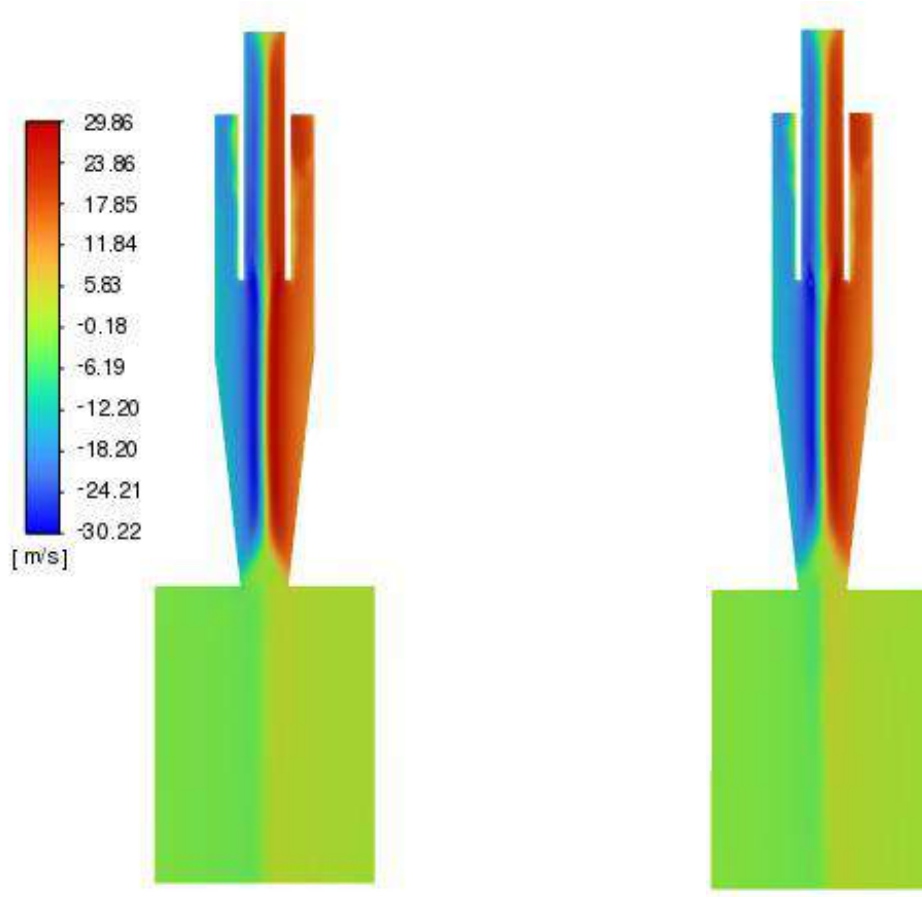


Figura 4.26: Perfis de velocidade tangencial média do ciclone β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$ e modelo RSM com acoplamento (a) *one-way* e (b) *two-way unsteady*.

Na Tabela 4.4, estão representadas as quedas de pressão encontradas em todas as simulações realizadas. Em cada simulação, a inclusão de partículas resultou em um aumento da queda de pressão. Nos casos do ciclone α e do ciclone β , com uma concentração volumétrica de $0,644 \times 10^{-6}$, observou-se que esse efeito foi menos pronunciado com o modelo de turbulência RSM. Para o ciclone β , com uma concentração volumétrica de $9,79 \times 10^{-6}$, o aumento da queda de pressão foi menor ao utilizar o modelo $k\epsilon$ -CC.

Tabela 4.4: Queda de pressão nos ciclones com diferentes modelos de turbulência.

Ciclone	Concentração volumétrica	Modelo de turbulência	Acoplamento	Pressão (Pa)
α	$1,23 \times 10^{-6}$	$k\varepsilon$ -CC	Sem partículas	1022
			<i>Two-Way</i> Padrão	1084
		RSM	Sem partículas	924
			<i>Two-Way</i> Padrão	927
β	$0,644 \times 10^{-6}$	$k\varepsilon$ -CC	Sem partículas	915
			<i>Two-Way</i> Padrão	940
		RSM	Sem partículas	1092
			<i>Two-Way</i> Padrão	1099
β	$9,79 \times 10^{-6}$	$k\varepsilon$ -CC	Sem partículas	915
			<i>Two-Way</i> Padrão	1044
			<i>Two-Way Unsteady</i>	935
		RSM	Sem partículas	1092
			<i>Two-Way</i> Padrão	1395
			<i>Two-Way Unsteady</i>	1157

4.4.3 Comparação entre $k\varepsilon$ -CC e RSM

A avaliação dos modelos de turbulência foi feita ao comparar a curva de eficiência obtidos através das simulações com acoplamento *one-way* e dispersão turbulenta DRW.

As Figuras 4.27 e 4.28 apresentam as curvas de eficiência obtidas no ciclone α com concentração volumétrica de $0,644 \times 10^{-6}$ e β com concentração volumétrica de $9,76 \times 10^{-6}$, respectivamente.

No ciclone α os dois modelos de turbulência foram capazes em encontrar a curva de eficiência granulométrica, com resultados bem próximos aos experimentais. Ainda assim, o modelo RSM obteve resultados mais precisos para todos os tamanhos de partícula.

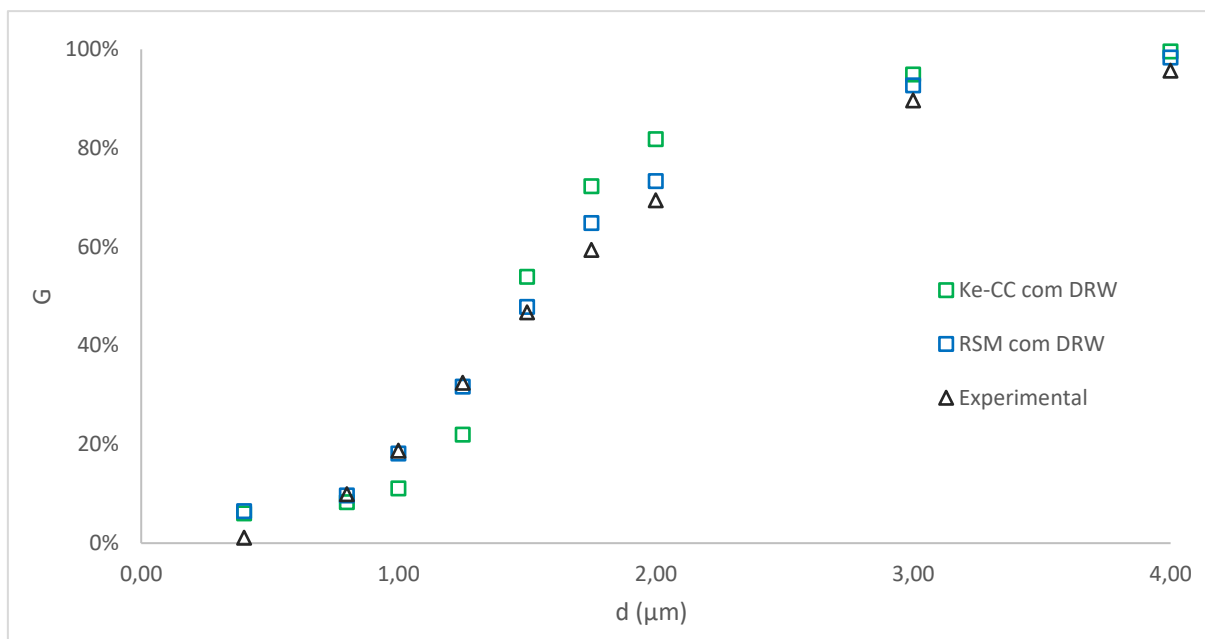


Figura 4.27: Curva de eficiência granulométrica no ciclone α , obtida com modelos de turbulência ke-CC e RSM, acoplamento *one-way* e modelo de dispersão turbulenta DRW.

No ciclone β nenhum dos dois modelos foi capaz de obter a curva de eficiência próximo ao valor experimental. Porém, o que mais se aproximou foi o modelo RSM. O melhor resultado encontrado nos dois ciclones pelo modelo RSM é um resultado esperado já que o modelo RSM é um modelo mais complexo e mais adequado para simulações em ciclones [7].

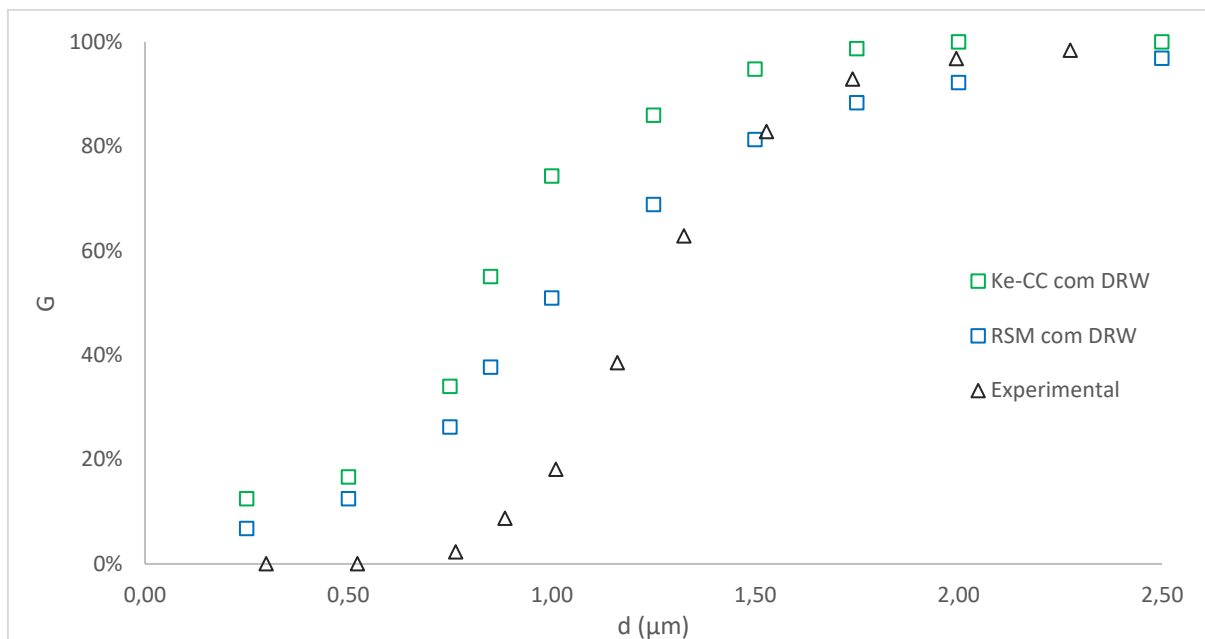


Figura 4.28: Curva de eficiência individual no ciclone β , obtida com modelos de turbulência $k\epsilon$ -CC e RSM, acoplamento *one-way* e modelo de dispersão turbulenta DRW.

Na Tabela 4.5 é possível verificar os diâmetros de corte e seus respectivos erros em relação ao valor experimental. O modelo RSM teve um melhor resultado nos dois ciclones: no ciclone α , com um erro de apenas 2,16%, e no ciclone β , apesar de ter encontrado um valor distante do valor experimental, obteve um diâmetro de corte com um erro aproximadamente 50% menor do que o obtido com o modelo $k\epsilon$ -CC.

Uma explicação para o modelo RSM ter obtido melhores resultados de eficiência de coleta do que o modelo $k\epsilon$ -CC, apesar dos dois modelos terem obtido campos monofásicos com valores de velocidade tangencial próximos um do outro, é a característica anisotrópica da turbulência em ciclones. O modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC considera que a turbulência é isotrópica, e isso pode causar um erro maior na predição da eficiência de coleta quando comparado com o modelo RSM, que leva em consideração a característica anisotrópica do escoamento.

Tabela 4.5: Diâmetro de corte nos ciclones com diferentes modelos de turbulência.

Ciclone	Modelo de Turbulência	d_{50}	Erro
α	$k\epsilon$ -CC	1,47 μm	6,02 %
	RSM	1,53 μm	2,16 %
β	$k\epsilon$ -CC	0,83 μm	29,66 %
	RSM	0,99 μm	15,71 %

5 CONCLUSÕES

Nesse trabalho foram avaliados dois modelos de turbulência, quanto a sua capacidade de simular o campo monofásico e a queda de pressão em ciclones. Além disso, foi estudado diferentes parâmetros da abordagem lagrangeana, na busca da melhor configuração, para a obtenção da curva de eficiência da fase dispersa.

Em relação à fase contínua, os dois modelos obtiveram bons resultados. No ciclone α os melhores resultados foram obtidos com o modelo RSM, que apresentou valores de velocidades tangenciais médias e de queda de pressão próximos aos dados experimentais. No ciclone β , os dois modelos retornaram elevados valores de erro na obtenção da queda de pressão, o erro em relação ao experimental com o modelo $k\epsilon$ -CC foi de 52%, e com o modelo RSM foi de 82%.

Na fase dispersa, os melhores resultados de curva de eficiência foram obtidos com o campo monofásico simulado pelo modelo RSM. Porém, os resultados obtidos com o campo monofásico sendo simulado pelo modelo $k\epsilon$ -CC também foram promissores, principalmente se for levado em consideração que o modelo $k\epsilon$ -CC levou 67% menos tempo de CPU para obter uma simulação convergida.

Dentro da abordagem lagrangeana o uso do DRW se mostrou essencial na obtenção da curva de eficiência dos ciclones, pois melhorou o resultado simulado e reduziu o número de partículas incompletas.

Sobre o esquema de acoplamento entre a fase contínua e a fase dispersa, os acoplamentos *one-way* e *two-way* tiveram resultados próximos na obtenção do campo monofásico em todas as simulações. Nos dois ciclones, com a concentração volumétrica de entrada menor ou igual a $1,25 \times 10^{-6}$, o acoplamento *two-way* não acrescentou melhora significativa na eficiência granulométrica, fornecendo resultados com valores próximos ao obtido com o acoplamento *one-way*. No caso onde a concentração de sólidos na entrada foi maior, a curva de eficiência obtida utilizando o acoplamento *two-way* teve um resultado melhor que o acoplamento *one-way* com o modelo de turbulência $k\epsilon$ -CC, e não foi possível obter resultados consistentes com o modelo RSM.

Para uma compreensão mais aprofundada dos resultados obtidos neste trabalho e identificação de possíveis melhorias, propõe-se a realização de novas avaliações. Entre elas, destacam-se: a comparação dos resultados com correlações semiempíricas para ciclones a gás, a avaliação dos perfis de velocidade axial, a verificação da influência do fator de restituição, a modificação da abordagem no cálculo do tempo característico dos turbilhões, a

análise dos ajustes do acoplamento two-way (como iterações por passo de tempo e parâmetros de convergência numérica), a exploração de outras formulações de modelos de viscosidade turbulenta (como *realizable* e RNG).

Para pesquisas subsequentes, uma abordagem inicial pode envolver a realização de novas simulações, incorporando a modelagem de partículas junto com a fase contínua, inclusive no acoplamento one-way, onde não deveria haver impacto significativo na obtenção da curva de eficiência. Além disso, seria interessante realizar testes alterando a metodologia de transiente para pseudo-estacionário na obtenção do campo monofásico, o que poderia potencialmente reduzir o tempo de simulação necessário. Uma última consideração seria a avaliação da mudança da abordagem Euler-Lagrange para Euler-Euler, especialmente em relação aos resultados do ciclone β , onde nenhum dos métodos conseguiu se aproximar dos valores experimentais de eficiência granulométrica e queda de pressão.

6 REFERÊNCIAS

- [1] PEÇANHA, R. *Sistemas Particulados: Operações unitárias envolvendo partículas e fluidos*.
- [2] MALALASEKERA, M., & VERSTEEG, H., *An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method*, 1 ed., London, Longman, 1995.
- [3] A.-N. Huang, K. Ito, T. Fukasawa, K. Fukui, H.-P. Kuo, Effects of particle mass loading on the hydrodynamics and separation efficiency of a cyclone separator, *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers* 90 (2018) 61–67.
- [4] HOEKSTRA, A. J. “Gas flow field and collection efficiency of cyclone separators”. 200.
- [5] ANSYS, *Theory Guide, Release 2022*, 2022.
- [6] ELGHOBASHI, S. “Elghobashi, S.: On Predicting Particle-Laden Turbulent Flows. *Applied Scientific Research* 52, 309-329”, *Applied Scientific Research*, v. 52, pp. 309–329, 06 1994.
- [7] SILVA, S. “Avaliação da abordagem Euler-Lagrange em simulações numéricas de ciclones: uma comparação entre Fluent e o OpenFOAM” DISSERTAÇÃO – UFRJ 08/03/2021
- [8] GIAIOTTI, D. B., STEL, F. “The Rankine Vortex Model By”. 2006.
- [9] HOFFMANN, A., STEIN, L. *Gas Cyclones and Swirl Tubes: Principles, Design, and Operation*. Engineering online library. Springer Berlin Heidelberg, 2002.
- [10] CHENGMING, S., PEI, B., JIANG, M., et al. “Numerical analysis of forces exerted on particles in cyclone separators”, *Powder Technology*, v. 294, 03 2016.
- [11] MENDES, F., NORILER, D. “Numerical prediction of cyclone efficiency curve using na Eulerian-Eulerian approach” *Advanced Powder Technology* 33, 2022.

- [12] M. Wasilewski, L.S. Brar, Optimization of the geometry of cyclone separators used in clinker burning process: A case study, *Powder technology* 313 (2017) 293–302.
- [13] P. Kozołub, A. Klimanek, R.A. Bialecki, W.P. Adamczyk, Numerical simulation of a dense solid particle flow inside a cyclone separator using the hybrid euler–lagrange approach, *Particuology* 31 (2017) 170–180.
- [14] Spalart PR, Shur M. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. *Aerospace Sci Technol.* 1997;5:297–302.
- [15] ALAHMADI, Y. H., NOWAKOWSKI, A. F. “Modified shear stress transport model with curvature correction for the prediction of swirling flow in a cyclone separator”, *Chemical Engineering Science*, v. 147, pp. 150–165, 2016
- [16] JANG, K., LEE, G. G., HUH, K. Y. “Evaluation of the turbulence models for gas flow and particle transport in URANS and LES of a cyclone separator”, *Computers and Fluids*, v. 172, pp. 274–283, 2018.
- [17] SPALART, P., SHUR, M. “On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature”, *Aerospace Science and Technology*, v. 1, n. 5, pp. 297–302, 1997
- [18] Gibson , M. & Launder, Brian. (1978). Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer. *Journal of Fluid Mechanics.* 86. 491 - 511. 10.1017/S0022112078001251.
- [19] Shur, M., Spalart, P., Strelets, M., and Travin, A. (2000). Turbulence modeling in rotating and curved channels: Assessing the spalart-shur correction. *Aiaa Journal - AIAA J*, 38:784–792.
- [20] Smirnov, P. E. and Menter, F. R. (2009). Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart–Shur Correction Term. *Journal of Turbomachinery*, 131(4):041010.