



Programa de
Recursos
Humanos



anp
Agência
Nacional do
Petróleo



FINEP

PROGRAMA EQ-ANP

Processamento, Gestão e Meio Ambiente na Indústria do Petróleo e Gás Natural



**Simulação numérica da separação óleo-água em
hidrociclones para baixas frações de óleo**

Lucilla Coelho de Almeida

Projeto de Final de Curso

Orientadores

João Américo Aguirre Oliveira Jr., M.Sc.

Prof. Ricardo de Andrade Medronho, Ph.D.

Novembro de 2009

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA SEPARAÇÃO ÓLEO- ÁGUA EM HIDROCICLONES PARA BAIXAS FRAÇÕES DE ÓLEO

Lucilla Coelho de Almeida

Projeto de Final de Curso submetido ao Corpo Docente da Escola de Química/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Engenheiro Químico com ênfase na área de Petróleo e Gás Natural – Refino e Processamento.

Aprovado por:

Prof. Ricardo Pires Peçanha, D.Sc.

Carlos Eduardo Fontes, D.Sc.

Carlos Alberto Capela Moraes, D.Sc.

Orientado por

João Américo Aguirre Oliveira Jr., M.Sc.

Prof. Ricardo de Andrade Medronho, Ph.D.

Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Novembro de 2009

Almeida, Lucilla Coelho de.

Simulação numérica da separação óleo-água em hidrociclones para baixas frações de óleo / Lucilla Coelho de Almeida. Rio de Janeiro: UFRJ/EQ, 2009.

xiii, 77f.

(Monografia) – Universidade Federal do Rio de Janeiro, Escola de Química, 2009.

Orientadores: João Américo Aguirre Oliveira Jr. e Ricardo de Andrade Medronho.

1. Hidrociclone. 2. Óleo-água. 3. CFD. 4. Monografia. (Graduação – UFRJ/EQ). 5. João Américo Aguirre Oliveira Jr, M.Sc. e Ricardo de Andrade Medronho, Ph.D.

III. Título.

Aos meus pais, Elair e Milton (in memoriam)

“I am an old man now, and when I die and go to heaven there are two matters on which I hope enlightenment. One is quantum electro-dynamics and the other is turbulence of fluids. About the former, I am really rather optimistic”.

Sir Horace Lamb

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Elair e Milton, que mesmo não mais presentes entre nós, sempre me apoiaram incondicionalmente e demonstraram orgulho em tudo que fiz.

Aos meus tios, padrinhos e agora pais substitutos, **Maria José** e **Antônio**, pelo carinho com que me receberam como filha. À minha avó **Cleusa**, por toda dedicação com que cuida de mim e pelos lanches nas madrugadas de estudo. Aos meus primos Rodrigo e Diego, por serem os irmãos mais perfeitos que alguém poderia ter.

Ao meu amado **Rafael March**, por todo companheirismo, atenção, compreensão e amor que tem me dedicado nos últimos 2 anos.

Ao professor **Ricardo de Andrade Medronho**, por toda confiança em mim depositada, e pelo carinho e paciência com que sempre me tratou.

Ao colega **João Aguirre**, colorado merecedor uma página inteira de agradecimentos, por sua dedicação como orientador, habilidade nata como professor, compreensão como chefe, disponibilidade como colega de trabalho e pela amizade sincera que surgiu entre nós.

Aos meus grandes **professores da Escola de Química**, especialmente aos professores **Ricardo Pires Peçanha** e **Affonso Silva Teles**, que me fizeram descobrir o meu caminho dentro da Engenharia através da paixão que demonstravam em suas aulas.

Aos **amigos** que fiz durante a graduação, pelos estudos e aflições das vésperas de provas, pelas comemorações de cada período vencido, pelos almoços e engarrafamentos que se tornavam momentos divertidos quando juntos.

Aos **colegas da ESSS**, sempre gentis e solícitos, ajudando-me neste início de carreira. Agradecimentos especiais aos colegas **Thiago Anzai**, **Clarissa Bergman** e **Vitor Lopes**, que também se enquadram no item anterior.

Ao apoio financeiro da **Agência Nacional do Petróleo – ANP** – e da **Financiadora de Estudos e Projetos – FINEP** – por meio do Programa de Recursos Humanos da ANP para o Setor de Petróleo e Gás – **PRH-ANP/MCT**, em particular ao **PRH 13**, da Escola de Química - Processamento, Gestão e Meio Ambiente na Indústria do Petróleo e Gás Natural.

Resumo do Projeto Final apresentado à Escola de Química como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Engenheiro Químico com ênfase na área de Petróleo e Gás Natural – Refino e Processamento.

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA SEPARAÇÃO ÓLEO-ÁGUA EM HIDROCICLONES PARA BAIXAS FRAÇÕES DE ÓLEO

Lucilla Coelho de Almeida

Novembro, 2009

Orientadores: João Américo Aguirre Oliveira Jr., M.Sc.

Prof. Ricardo de Andrade Medronho, Ph.D.

O uso de hidrociclones para separação líquido/líquido, embora objeto de pesquisas há muitas décadas, somente nas últimas três décadas tem sido objeto de aplicação industrial. Uma das principais aplicações de hidrociclones líquido/líquido é na indústria do petróleo. A remoção de pequenas gotículas de óleo dispersas na água salgada, que é produzida juntamente com os hidrocarbonetos provenientes de um poço petrolífero, é tradicionalmente uma empreitada difícil. Esta dificuldade é devida ao pequeno diâmetro dessas gotículas e à reduzida diferença de massa específica entre o óleo e a água. Ambos os fatores implicam numa velocidade terminal, sob ação do campo gravitacional, muito reduzida; o que inviabiliza a utilização de separadores gravitacionais convencionais, uma vez que o tempo de residência necessário para promover a separação torna a operação impraticável.

A corrente de água oleosa normalmente dispõe de pressão suficiente para tornar atrativa a utilização de hidrociclones. Assim, vários desses equipamentos têm sido instalados em plataformas de produção de petróleo ao redor do mundo nos últimos 30 anos. A grande vantagem da utilização de hidrociclones está nas pequenas dimensões do equipamento, ocupando uma menor área de convés e sem o peso de um separador gravitacional. Além disso, esse tipo de equipamento apresenta, em geral, uma maior eficiência e um baixo custo de instalação e de manutenção.

O principal objetivo do presente trabalho foi obter uma metodologia eficiente para modelagem de escoamentos multifásicos em hidrociclones que forneça uma concordância adequada entre dados simulados e experimentais (perfis de velocidade e eficiência de separação). Realizou-se um estudo de validação da modelagem detalhada (tridimensional e transiente) de hidrociclones. Esta validação foi feita a partir da comparação de resultados obtidos via CFD com dados experimentais disponíveis na literatura. Alguns modelos de turbulência adequados à simulação numérica de escoamentos rotacionais foram testados e diferentes abordagens para modelagem do arrasto entre as fases foram comparadas.

Simulações numéricas foram feitas utilizando como base o clássico hidrociclone de Thew para a separação óleo/água. A fase óleo foi tratada como uma fase discreta (lagrangeana) e simulada com um acoplamento tipo “uma-via”. A curva de eficiência de separação por tamanho foi obtida e comparada com os dados experimentais publicados. Em linhas gerais os resultados se mostraram bastante satisfatórios, com um custo computacional razoável para a solução do escoamento da fase contínua e um custo bastante reduzido para o cálculo da fase dispersa.

Abstract of a Final Project presented to Escola de Química/UFRJ as partial fulfillment of the requirements for the degree of Chemical Engineer with emphasis on Petroleum and Natural Gas – **REFINO E PROCESSAMENTO**.

NUMERICAL SIMULATION OF OIL-WATER SEPARATION IN HYDROCYCLONES FOR LOW OIL FRACTIONS

Lucilla Coelho de Almeida

Setembro, 2009

Supervisors: Prof. Ricardo de Andrade Medronho, Ph.D.

João Américo Aguirre Oliveira Jr., M.Sc.

The use of hydrocyclones for liquid-liquid separation, although object of research for many decades, only in the last three decades has been industrially applied. One of the main applications of liquid-liquid hydrocyclones is the petroleum industry. The removal of small oil droplets dispersed in seawater, produced together with the oil from the wells, is traditionally a difficult task. This is due to the small diameter of these droplets and the small density difference between oil and water. Both factors imply a very small terminal velocity, under the action of gravitational field, making impossible the use of conventional gravity separators, since the necessary residence time to promote the separation would be impractical.

The stream of oily water usually has enough pressure to make attractive the use of hydrocyclones. Thus, several of these devices have been installed on oil production platforms around the world over the last 30 years. The advantage of using hydrocyclones is the small size of the device, occupying a smaller deck area and without the weight of a gravity settler. Moreover, such equipment displays, in general, greater efficiency and a low cost of installation and maintenance.

The main objective of this study was to obtain an effective methodology for modeling the multiphase flow in hydrocyclones, providing an appropriate agreement between simulated and experimental data (speed profiles and separation efficiency). A validation study of the detailed modeling (three-dimensional and transient) of hydrocyclones was carried. This validation was made through comparison of the results obtained by CFD simulation and experimental data available in literature. Some turbulence models appropriated for numerical simulation of rotational flows, were tested and different approaches to modeling the drag between the phases were compared.

Numerical simulations were done based on the classic Thew hydrocyclone. The oil droplets were treated as a discrete phase by a Lagrangian approach and simulated using an "one-way" coupling. A curve for grade efficiency was obtained and compared with published experimental data. In general, the results were satisfactory with a reasonable computational cost for the solution of the continuous phase flow and a very low cost for the dispersed phase calculation.

ÍNDICE

ÍNDICE DE FIGURAS	xii
1 INTRODUÇÃO	14
1.1 Características gerais dos ciclones e hidrociclones	14
1.2 Hidrociclones para separação líquido-líquido.....	16
1.3 Complexidade do escoamento em hidrociclones	18
1.4 Modelagem do escoamento em ciclones	20
2 Motivação para o presente trabalho.....	21
2.1 Importância dos hidrociclones para a indústria do petróleo	21
2.2 Objetivos do presente trabalho	21
3 Fluidodinâmica Computacional	22
3.1 Como funciona um código de CFD?	23
3.1.1 Pré-processador	23
3.1.2 Solver	24
3.1.3 Pós-processador.....	25
4 Modelagem matemática.....	26
4.1 Conservação da massa.....	26
4.2 Conservação da quantidade de movimento linear	26
4.3 Cálculo numérico do escoamento bifásico em ciclones	27
4.4 Modelagem lagrangeana.....	29
4.5 Modelagem euleriana.....	30
4.6 Modelos de arraste.....	31
4.6.1 Coeficiente de arraste para partículas esféricas.....	31
4.6.2 Modelo de Ishii-Zuber	31
5 Escoamentos turbulentos.....	32
5.1 Cálculo de escoamentos turbulentos	33

5.1.1	Modelos de turbulência baseados nas equações médias deNavier-Stokes (Reynolds-averaged Navier-Stokes equations – RANS)	34
5.1.2	Simulação dos grandes vórtices (<i>Large Eddy Simulation – LES</i>) .	34
5.1.3	Simulação numérica direta (Direct Numerical Simulation – DNS)	35
5.2	Descrição de escoamentos turbulentos	35
5.2.1	Modelos Baseados na hipótese de viscosidade turbulenta	37
5.2.2	Modelos baseados no transporte das componentes do tensor de Reynolds	38
6	Metodologia.....	46
6.1	Recursos e pacotes computacionais utilizados	46
6.2	Definição da geometria	46
6.3	Geração da malha.....	47
6.4	Simulação da fase contínua	49
6.4.1	Propriedades físicas	49
6.4.2	Passo de tempo.....	49
6.4.3	Modelo de turbulência	49
6.4.4	Condições iniciais	50
6.4.5	Condições de contorno.....	51
6.4.6	Critério de convergência.....	51
6.4.7	Tempo total de simulação.....	52
6.5	Simulação da fase dispersa	52
6.5.1	Modelo de arraste.....	52
6.5.2	Forças adicionais.....	54
6.5.3	Distribuição de tamanho de gotas	55
6.5.4	Avaliação da eficiência de remoção de gotas.....	55
7	Resultados e Discussão.....	56
7.1	Análise qualitativa do escoamento	56
7.1.1	Linhas de corrente	56

7.1.2	Contornos de velocidade	57
7.1.3	Contornos de pressão	58
7.2	Análise quantitativa do escoamento.....	60
7.2.1	Perfis de velocidade	60
7.3	Eficiência de remoção de gotas	65
8	Conclusões	68
9	Bibliografia	71
10	ANEXO A	74

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1. Principais características geométricas de um ciclone ou hidrociclone.	14
Figura 2. Hidrociclones para águas oleosas.....	17
Figura 3. Distribuição radial de pressão no interior de um hidrociclone.	19
Figura 4. A tarefa do método numérico (Maliska, 1995).....	24
Figura 5. Classificação dos acoplamentos entre a fase contínua e a dispersa de acordo com a importância dos mecanismos de interação na abordagem lagrangeana.	28
Figura 6 Regimes de escoamentos bifásicos dispersos como função da fração volumétrica de partículas e espaço entre-partículas	28
Figura 7. Características geométricas do hidrociclone modelado	46
Figura 8. Geometria conceitual utilizada nas simulações.....	47
Figura 9. Malha hexaédrica utilizada nas simulações	48
Figura 10. Detalhe da malha na região de entrada da mistura	48
Figura 11. Detalhe do refino da malha na região do <i>vortex-core</i>	49
Figura 12. Perfil de velocidade tangencial de um hidrociclone conceitual – resolvido usando um modelo a duas equações (azul – perfil de rotação de “corpo rígido”) e um modelo RSM (vermelho – perfil “ciclônico”)	50
Figura 13. Comparação de um perfil de velocidade tangencial de um hidrociclone conceitual – gerado usando a solução dos Vortex de Burgers com resultados experimentais	51
Figura 14. Geometria utilizada para o teste da rotina de implementação do modelo de arraste de Ishii-Zuber.....	53
Figura 16. Linhas de corrente para o escoamento da água como fase contínua	57
Figura 17. Contornos de velocidade tangencial no plano central do hidrociclone	58
Figura 18. Contorno de pressão em um plano central do hidrociclone, com água como fase contínua	59
Figura 19. Contornos de pressão ao longo do eixo do hidrociclone.....	60

Figura 20. Perfis de velocidade tangencial para diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone no último passo de tempo simulado no CFX	62
Figura 21. Perfis de velocidade tangencial para diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone no último passo de tempo simulado no CFX	62
Figura 22. Perfis de velocidade tangencial em diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone (Fluent)	63
Figura 23. Perfis de velocidade axial em diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone (Fluent)	64
Figura 24. Comparação dos perfis de velocidade tangencial obtidos nos dois softwares, no último passo de tempo simulado	65
Figura 25. Comparação das eficiências de remoção de gotas de óleo do hidrociclone simulado e dados experimentais	66
Figura 26. Comparação das eficiências de remoção de óleo para os dois modelos de arraste utilizados	67

1 INTRODUÇÃO

1.1 Características gerais dos ciclones e hidrociclones

Separadores ciclônicos têm sido amplamente empregados em processos industriais visando à separação de fases onde existe uma diferença de massa específica entre a fase dispersa e a fase fluida contínua. A fase dispersa normalmente é constituída de um sólido ou líquido, enquanto a fase contínua é um fluido (líquido ou gás). Quando a fase contínua é um gás, o dispositivo é denominado ciclone. Caso a fase contínua seja líquida, o separador é denominado hidrociclone.

A separação da fase dispersa nos separadores ciclônicos é baseada no campo centrífugo que se estabelece no dispositivo devido às condições impostas à corrente de fluido que escoar através dele.

Os separadores ciclônicos são equipamentos relativamente simples, sem quaisquer partes móveis, constituídos de partes cilíndricas e cônicas justapostas, com a alimentação sendo feita tangencialmente à parte cilíndrica, impondo um movimento rotacional à mistura. As saídas são geralmente localizadas axialmente no equipamento, uma situada próxima ao duto de alimentação, por onde sai a fase menos densa (*overflow*), e outra situada no extremo oposto, ao final do vértice do corpo cônico (*underflow*). A Figura 1 mostra um esquema de um ciclone típico.

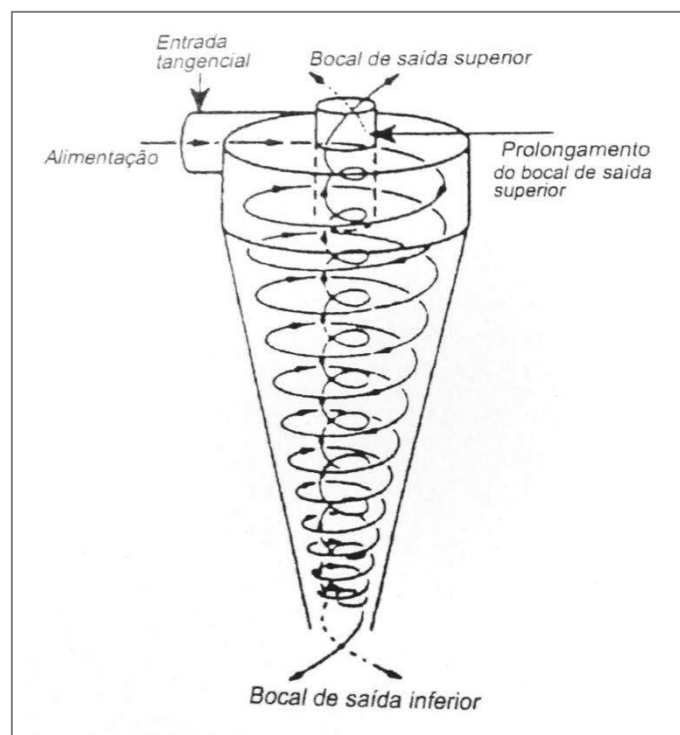


Figura 1. Principais características geométricas de um ciclone ou hidrociclone.

Quando tratamos de separação líquido/líquido, a fase dispersa sob a forma de gota pode se romper devido às elevadas tensões cisalhantes resultantes do escoamento no dispositivo, formando diâmetros menores e dificultando o processo de separação, o que não acontece nos separadores que operam com misturas sólido/fluido. Devido a este fato, hidrociclones para água oleosa apresentam um cabeçote composto de uma seção cilíndrica seguido por uma seção cônica para aceleração do vórtice gerado na seção anterior, o que permite uma alimentação da dispersão de forma mais suave, impondo uma aceleração gradual à corrente de fluido, diminuindo a geração de turbulência, tensões cisalhantes e ruptura de gotas provocadas pelo impacto da corrente de fluido na entrada.

Hidrociclones para separação de sólidos dispersos não possuem a seção de aceleração, estando a seção cônica de separação logo a jusante do cabeçote cilíndrico de alimentação. Além disso, esses hidrociclones têm somente uma abertura de alimentação, enquanto os hidrociclones para separação água/óleo têm, normalmente, duas entradas situadas diametralmente opostas na seção transversal, as quais contribuem para aumentar a simetria axial.

Outra diferença entre um hidrociclone para a separação de um líquido leve disperso, em relação ao destinado à remoção de sólido disperso, são as diferentes vazões que são drenadas pelo *overflow* e *underflow*. No hidrociclone para águas oleosas, a fase dispersa é mais leve e está presente em concentração muito baixa (geralmente menor que 0,2%), migrando para a região do eixo central do equipamento e sendo removida pelo *overflow*, sendo interessante obter-se esta corrente com o menor teor de água possível. Assim, a maior parte da corrente de alimentação deve deixar o equipamento pelo *underflow*. Por outro lado, nos hidrociclones para separação de sólidos, estes deixam o equipamento pelo *underflow*, é interessante que os mesmos sejam retirados agregando o menor teor de líquido possível, saindo a maior parte do líquido pelo *overflow*.

A diferença de massa específica entre as fases é muito menor em um hidrociclone para separação óleo/água em comparação com hidrociclones para separação sólido/líquido. Por esse motivo, torna-se necessário que o tempo de residência da dispersão no interior do equipamento seja maior para os hidrociclones líquido/líquido que, por esse motivo apresentam uma razão de aspecto mais longa do que os hidrociclone líquido/sólido.

Além disso, os hidrociclones sólido/líquido têm o tubo da abertura do *overflow* prolongado para o interior do corpo do equipamento. Essa prolongação é conhecida pelo jargão na língua inglesa "*vortex finder*". Sua principal função é minimizar a perda de dispersão que flui diretamente para o *overflow* sem percorrer a trajetória espiral descendente (externa) e ascendente (interna). Esse fenômeno é conhecido como "curto-circuito". Nos hidrociclones para águas oleosas, seus idealizadores concluíram, com base em experimentos, que a existência do prolongamento mencionado era prejudicial à eficiência do equipamento.

1.2 Hidrociclones para separação líquido-líquido

O uso de hidrociclones para separação líquido-líquido vem sendo estudado há algum tempo, com variado grau de sucesso. A fim de se evitar a emulsificação das gotas da fase dispersa com os fortes gradientes de velocidade no escoamento (assim como quebra de gotas pelo cisalhamento), mudanças no projeto em relação aos hidrociclones convencionais foram idealizadas, assim como diferentes condições operacionais são aplicadas.

Um desenvolvimento muito bem sucedido nesta área foi realizado na Universidade de Southampton, por uma equipe liderada por Thew. Dois projetos de hidrociclones foram por eles desenvolvidos: um para dispersões de líquidos mais leves a concentrações relativamente baixas em outro líquido (por exemplo, óleo em água) e outro para dispersões de líquidos mais pesados em concentrações de até 30% em outro líquido (por exemplo, água em querosene). Projetos esses que resultaram em diversas patentes e diversos artigos publicados em conferências, de onde foram retirados os dados utilizados neste trabalho de conclusão de curso (Colman & Thew, 1980), (Thew & Colman, 1984), (Thew & Neshati, 1987)

O hidrociclone de Thew, para uma fase mais leve dispersa, é mostrado esquematicamente na Figura 2. A alimentação entra no equipamento através de duas entradas tangenciais na câmara cilíndrica, onde forças de cisalhamento no fluido são baixas. Tempos de residência adequados sem grandes perdas de cargas são atingidos em um corpo ciclônico longo, o qual é parte cônico (com ângulo muito pequeno) e parte cilíndrico. A redução de diâmetro na seção cônica é feita de forma muito gradual, o que promove um escoamento em vórtice interno com um diâmetro muito pequeno, já que somente uma pequena fração da alimentação forma esse núcleo central (onde a fase mais leve é concentrada) e deixa o equipamento através do *overflow*. O *overflow* tem então um diâmetro pequeno e não precisa ser projetar-se para o interior do corpo do ciclone. A longa seção cilíndrica é necessária para o núcleo de fluxo reverso, que penetra praticamente até a abertura por onde sai a fase contínua. O modelo foi testado com diâmetros da seção cilíndrica maior variando entre 20 e 60mm.

No tratamento de água contaminada com óleo, o modelo mostrou-se capaz de separar até 97% do óleo que entra a diâmetros de corte inferiores a 10 μm , sendo este desempenho independente da concentração alimentada até 3% de óleo. Uma característica significativa da operação deste hidrociclone foi a supressão do núcleo central gasoso (considerado necessário por Thew para melhorar a estabilidade do vórtice) por aplicação de uma pressão reversa. Outra é que a perda de carga alimentação-*overflow* é cerca de duas vezes a perda de carga alimentação-*underflow*. O tempo de residência médio da fase contínua fica em torno de 3s.

Este hidrociclone foi testado e mostrou-se superior aos modelos de hidrociclones convencionais em todos os aspectos, no que se refere à separação óleo-água.

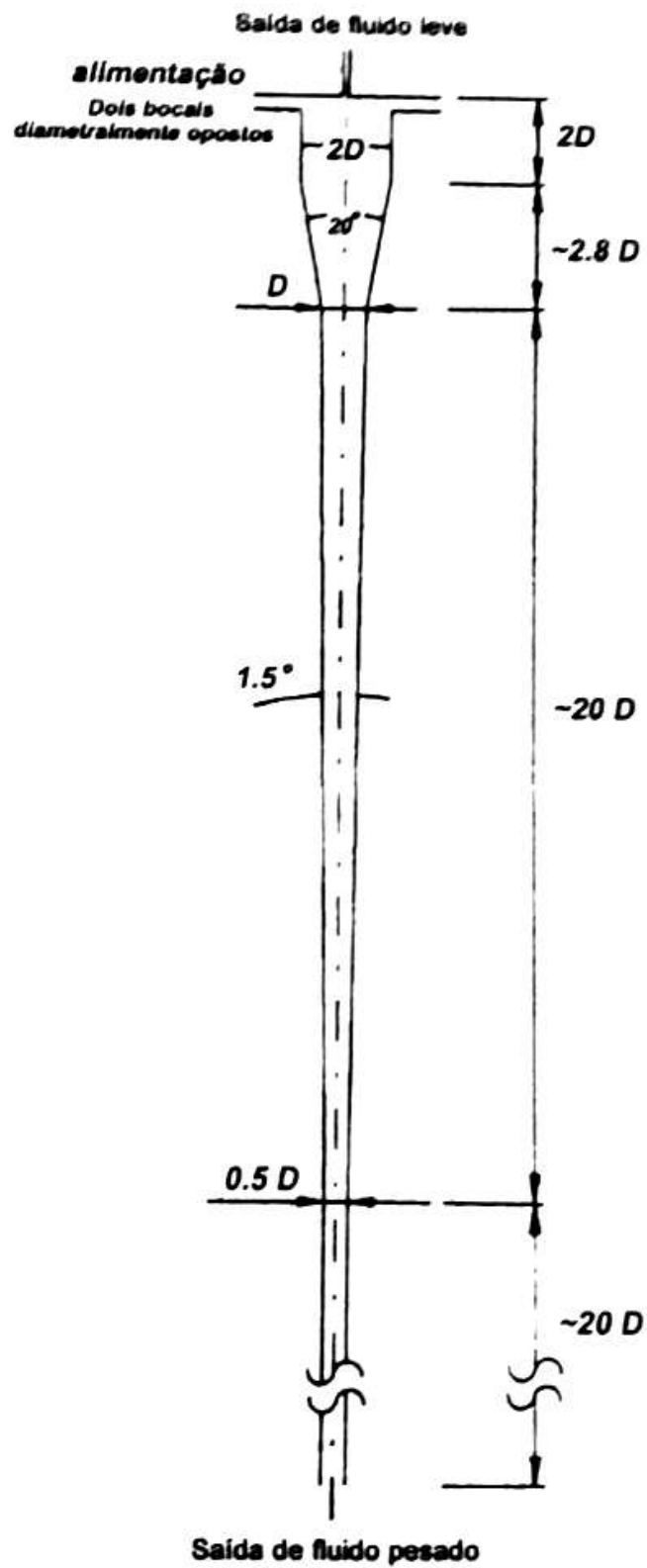


Figura 2. Hidrociclones para águas oleosas.

1.3 Complexidade do escoamento em hidrociclones

O escoamento no interior dos hidrociclones é bastante complexo, apesar das características mecânicas bastante simples desses separadores, que, como já foi ressaltado, nada mais são do que equipamentos tubulares estáticos, compostos de trechos cilíndricos e cônicos justapostos. O movimento de rotação do fluido é promovido unicamente pela alimentação normal ao eixo do equipamento e tangencial à parede curva da seção transversal do equipamento.

Para uma descrição qualitativa dos fenômenos que ocorrem no interior do ciclone, vamos supor que a fase dispersa tenha uma concentração tal que não afete significativamente o escoamento da fase contínua. Isso não é bem verdade, pois existem regiões no interior do hidrociclone onde haverá concentração elevada da fase dispersa e as propriedades reológicas podem ser muito diferentes daquelas verificadas na fase contínua.

Apesar disso podemos supor, com uma boa aproximação, um escoamento com padrão axissimétrico no interior do equipamento à medida que o escoamento se desenvolve. Convém ressaltar ainda, que alguns hidrociclones comerciais para separação líquido/líquido são construídos com duas aberturas de alimentação situadas diametralmente opostas, o que conduz o escoamento mais rapidamente à condição de simetria axial.

Assim que deixa o bocal de alimentação, a corrente fluida encontra uma parede côncava que impõe um forte movimento de rotação ao redor do eixo. A corrente fluida descreve então uma trajetória espiral descendente na direção do *underflow*. Se essa abertura não for suficientemente grande, a parte central da corrente fluida, após atingir a seção próxima ao *underflow*, continua escoando em trajetória espiral ascendente deixando o hidrociclone pelo *overflow*. Esse fenômeno pode ser entendido, de maneira qualitativa, ao se observar o diagrama esquemático mostrado na Figura 1.

Conforme pode ser visto na Figura 3, na seção transversal próxima à alimentação do hidrociclone, a pressão P_1 é maior que P_2 devido à aceleração centrífuga (o fluido é empurrado contra a parede pelo efeito do campo centrífugo). O mesmo acontece em relação às pressões P_3 e P_4 na seção mais afastada da entrada. A baixa pressão produzida na região próxima ao eixo na primeira seção pode ser forte o suficiente para tornar P_2 menor que P_4 , o que resulta num escoamento reverso (ou seja, o fluido tenderia a escoar em direção à seção de alimentação). As vazões nas aberturas de saída de fluido são funções das diferenças de pressões envolvidas. Essas por sua vez são funções dos diâmetros das aberturas (diâmetros do *overflow* e do *underflow*) e da vazão de alimentação do hidrociclone. Esta última é responsável pela geração do efeito centrífugo.

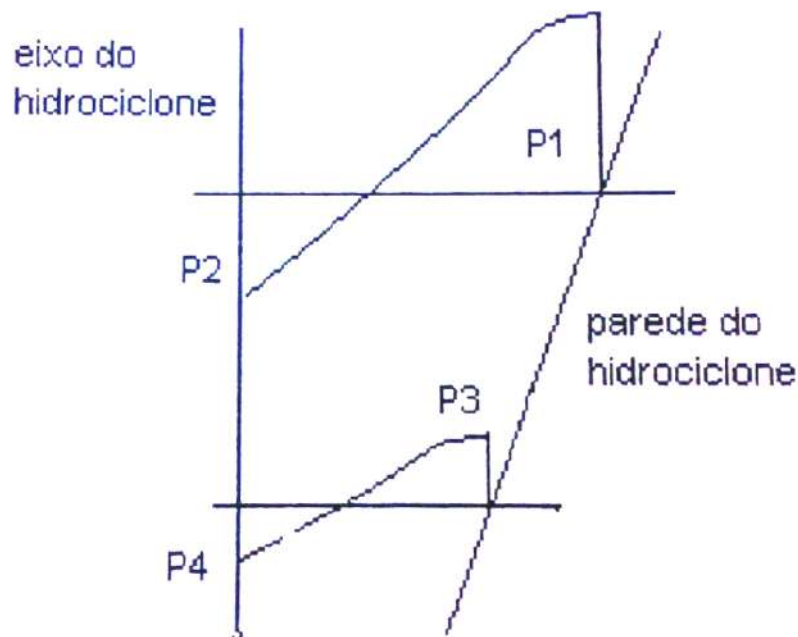


Figura 3. Distribuição radial de pressão no interior de um hidrociclone.

Com relação aos campos de velocidade, algumas observações qualitativas podem ser realizadas. O componente axial da velocidade, nas periferias do equipamento, está dirigido do *overflow* para o *underflow* e assume sentido oposto na região próxima ao eixo (fluxo reverso). Por sua vez, o componente radial da velocidade tem direção da parede para o centro do equipamento. A magnitude da componente radial deve ser uma ordem de grandeza menor que as outras componentes, uma vez que a área através da qual se realiza o escoamento radial é muito maior que a seção transversal do equipamento e ainda maior que área transversal do orifício de alimentação.

Pode-se também, fazer uma descrição qualitativa sobre o componente azimutal (ou tangencial) da velocidade. Uma partícula de fluido entrando no equipamento tem que descrever uma trajetória espiral descendente. Durante esse movimento a partícula tem uma tendência de conservar o momento angular e, como o raio é decrescente à medida que caminhamos em direção ao *underflow*, a velocidade azimutal deve aumentar. A viscosidade reduzirá a velocidade azimutal nas regiões muito próximas ao eixo. Desse modo, o perfil de velocidade azimutal deverá se comportar como um vórtice livre na região afastada do eixo e um perfil linear de rotação de corpo rígido próximo ao eixo.

Considerando-se que o gradiente radial de pressão muito elevado causado pela aceleração centrífuga produz valores reduzidos de pressão junto ao eixo do equipamento, poderá ocorrer, nessa região, a formação de um núcleo de ar (ou de vapor de fluido). Na verdade, muitos hidrociclones sólido/líquido são projetados e operados considerando a presença de um núcleo gasoso.

Além do escoamento principal, existem outros fluxos secundários no interior dos ciclones e hidrociclones. A importância desses fluxos para a correta descrição do escoamento e desempenho do hidrociclone depende da característica particular que está sendo considerada, mas na maioria dos casos, esses fluxos secundários afetam o desempenho do equipamento e têm de ser levados em consideração. Esse é o caso das camadas limite junto às paredes do equipamento e das zonas de recirculação com linhas de corrente fechadas.

Em vista do exposto, conclui-se que o escoamento no interior dos hidrociclones apresenta ao pesquisador características bastante complexas e desafiadoras, entre as quais podemos citar: linhas de corrente com curvatura acentuada, forças de campo intensas, interação entre fluxos principais e secundários, turbulência anisotrópica e ainda presença de duas ou mais fases. Melhores modelos fluidodinâmicos têm sido buscados constantemente, mas ainda assim a caracterização do escoamento não é um problema fácil de resolver.

1.4 Modelagem do escoamento em ciclones

Desde o desenvolvimento dos primeiros ciclones, nas últimas décadas do século XXIX, vastas pesquisas têm sido feitas para explicar as características de seu escoamento, como uma tentativa de entender a perda de carga e eficiência. Ao mesmo tempo, baseado nos dados reunidos, modelos teóricos têm sido desenvolvidos com o objetivo de prever as características básicas do campo de escoamento, a maioria deles de natureza semi-empírica. Esta estratégia de modelagem ainda é usada; na realidade, muitas fórmulas e métodos desenvolvidos no passado continuam muito úteis para projetar hidrociclones para aplicações diversas. Todavia, como em muitos outros campos de estudo, avanços nos métodos experimentais e computacionais trouxeram à luz muitos outros detalhes adicionais e sutilezas da questão.

No caso de separadores ciclônicos, o comportamento transiente e a assimetria são exemplos de duas características não consideradas na teoria clássica dos ciclones que podem afetar o perfil de velocidades de forma significativa, mudando desta forma o modelo de mecanismo de separação.

Os modernos estudos de separadores ciclônicos têm a vantagem de terem à disposição diversas técnicas experimentais sofisticadas, como a Velocimetria por Imagem de Partículas e a Anemometria por *LASER-Doppler* (conhecidos pelas siglas, em inglês, *PIV* e *LDA - Particle Image Velocimetry* e *LASER-Doppler Anemometry*). Como em muitos outros campos, a fluidodinâmica computacional (consagrado na literatura pela sigla, em língua inglesa, *CFD - Computational Fluid Dynamics*) surge como uma alternativa eficiente aos tradicionais e aproximados modelos analíticos de média temporal do escoamento.

Uma técnica numérica validada é extremamente poderosa para análise de geometrias e condições operacionais na busca de um projeto ótimo. Porém, o escoamento no interior de ciclones mais uma vez confere dificuldades para seu tratamento. Dessa forma o uso de *CFD* no projeto de hidrociclones não é tão difundido como em outras áreas. A alta anisotropia da turbulência em tal

escoamento confinado e fortemente rotacional demanda a adoção de uma modelagem custosa computacionalmente, tais como a adoção de modelos de turbulência baseados no transporte dos tensores de Reynolds (*RSM*) e discretizações espaciais de ordem mais elevada. Além disso, a natureza transiente do escoamento implica que qualquer esquema de *CFD* válido deva ser transiente.

2 Motivação para o presente trabalho

2.1 Importância dos hidrociclones para a indústria do petróleo

Em qualquer situação industrial onde haja uma corrente líquida ou gasosa com pressão relativamente elevada carreando gotículas ou partículas dispersas o uso de hidrociclones tem se mostrado vantajoso, devido à sua simplicidade de fabricação, baixo custo de investimento e operacional, menor tempo de residência e processo de separação mais eficiente quando comparado com decantadores gravitacionais.

O uso de hidrociclones para separação líquido/líquido, embora objeto de pesquisas há bastante tempo, somente recentemente (nas últimas três décadas) tem sido objeto de aplicação industrial. A principal aplicação de hidrociclones líquido/líquido tem sido a indústria do petróleo. A remoção de pequenas gotículas de óleo dispersas na água salgada, que é produzida juntamente com os hidrocarbonetos provenientes de um poço petrolífero, é tradicionalmente uma empreitada difícil devido ao pequeno diâmetro dessas gotículas e à reduzida diferença de massa específica entre o óleo e a água, que implicam numa velocidade de escorregamento, sob ação do campo gravitacional, muito reduzida. Como a corrente de água oleosa é normalmente disponível com pressão suficiente para tornar atrativa a utilização de hidrociclones, vários desses equipamentos têm sido instalados em plataformas de produção de petróleo ao redor do mundo, nos últimos 30 anos. A grande vantagem da utilização de hidrociclones reside, não só na maior eficiência relativamente aos separadores gravitacionais, mas também na menor área de convés e menor carga sobre o mesmo, propiciadas pelo emprego desses equipamentos muito mais compactos e o baixo custo de instalação e manutenção.

2.2 Objetivos do presente trabalho

Conforme visto acima, existem diversas aplicações atuais, e em perspectiva, para os hidrociclones na indústria do petróleo.

Infelizmente, a aplicação dos modelos correntes para dimensionamento de hidrociclones é geralmente restrita à faixa de condições operacionais e geometrias para os quais foram derivados. Esta limitação restringe sua aplicação e proíbe sua extensão a novos dispositivos. Em função da complexidade do escoamento no interior desses equipamentos, a avaliação de desempenho é conduzida de maneira de maneira experimental, ou seja, protótipos são construídos e testados. Esses testes são extremamente importantes, mas também muito custosos.

Este trabalho mostra um estudo de validação da modelagem detalhada (tridimensional e transiente) de hidrociclones. Esta validação é feita a partir da comparação de resultados obtidos via *CFD* com dados experimentais disponíveis na literatura.

O principal objetivo do trabalho é obter uma metodologia eficiente para modelagem de escoamentos de hidrociclones que forneça uma concordância adequada entre dados simulados e experimentais (perfis de velocidade e eficiência de separação das gotas de óleo). Essa metodologia será utilizada para verificar a influência de parâmetros geométricos e operacionais no escoamento e na eficiência de separação de um modelo de hidrociclone.

3 Fluidodinâmica Computacional

Fluidodinâmica computacional é a análise de sistemas envolvendo escoamento de fluidos, transferência de calor e fenômenos associados, tais como reações químicas, através de simulações computacionais (Versteeg & Malalasekera, 1995). A técnica é extremamente poderosa e cobre uma vasta área de aplicações industriais e não-industriais. Alguns exemplos são:

- Aerodinâmica de aeronaves e veículos: sustentação e arrasto;
- Hidrodinâmica de navios;
- Plantas de geração de energia: combustão em motores de combustão interna e turbina a gás;
- Turbomáquinas: escoamento no interior de rotores, difusores, etc;
- Engenharia elétrica e eletrônica: resfriamento de equipamentos incluindo micro-circuitos;
- Engenharia de processos químicos: mistura e separação;
- Ambiente internos e externos de construções: carregamento devido ao vento e aquecimento/ventilação;
- Engenharia naval: carregamentos em estruturas *off-shore*;
- Engenharia ambiental: distribuição de poluentes e efluentes;
- Meteorologia: previsão do tempo;
- Engenharia biomédica: escoamento sanguíneo através de artérias e veias.

A partir de 1960 a indústria aeroespacial integrou técnicas de *CFD* ao projeto, P&D e manufaturas de aeronaves e motores a jato. Mais recentemente, as técnicas têm sido aplicadas ao projeto de motores de combustão interna, câmaras de combustão de turbinas a gás e fornos. Além disso, fabricantes de veículos motorizados rotineiramente predizem forças de arraste, escoamento

dentro do compartimento do motor e ambiente interno dos carros com *CFD*. Progressivamente o *CFD* está se tornando um componente vital no projeto de produtos e processos industriais. A disponibilidade e acessibilidade de *hardwares* de alto desempenho e a introdução de interfaces amigáveis levaram a uma recente onda de interesse por *CFD* na comunidade industrial. Existem vários códigos comerciais disponíveis para a simulação numérica de processos, cabendo ao engenheiro, através de seu conhecimento dos fenômenos e modelos disponíveis, decidir quais as ferramentas mais adequadas para o caso a ser tratado.

O investimento inicial com *CFD* não é pequeno, mas as despesas totais não são em geral tão grandes como as gastas com a montagem de uma bancada experimental. Além do mais, existem diversas vantagens do uso de *CFD* em projetos de sistemas fluidos em relação à abordagem baseada unicamente em experimentos:

- Redução significativa nos prazos de entregas e custos de novos projetos;
- Possibilidade de estudar sistemas onde experimentos controlados são difíceis e/ou impossíveis de serem realizados (ex. sistemas muito grandes);
- Possibilidade de estudar sistemas sob condições perigosas (ex. estudos de segurança e cenários de acidentes);
- Nível praticamente ilimitado de detalhes nos resultados (variando o custo computacional com o nível de detalhamento desejado).

O custo variável de um experimento, em termos de custos de instalação e custos por horas de trabalho, é proporcional ao número de dados obtidos e ao número de configurações testadas. Em contraste, códigos de *CFD* podem produzir volumes extremamente grandes de resultados com praticamente nenhuma despesa extra e é muito barata a realização de estudos paramétricos, para, por exemplo, otimização do desempenho de um equipamento.

3.1 Como funciona um código de CFD?

Todos os códigos de *CFD* contêm três elementos principais: (i) um pré-processador, (ii) um *solver*, (iii) um pós-processador. Examinaremos rapidamente a função de cada um desses elementos no contexto de um código de *CFD*.

3.1.1 Pré-processador

O pré-processador consiste da entrada de um problema de escoamento em um programa de *CFD* através de uma interface amigável e uma transformação subsequente desta entrada em uma forma adequada de ser usada pelo *solver*. As atividades do usuário em um estágio de pré-processamento envolvem:

- Definição da geometria da região de interesse (domínio computacional);

- Geração da malha (subdivisão do domínio em um número de subdomínios menores, não-sobrepostos);
- Seleção dos fenômenos físicos e químicos que precisam ser modelados, adotando as simplificações possíveis;
- Definição das propriedades dos fluidos;
- Especificação das condições de contorno apropriadas.

3.1.2 Solver

A tarefa de um método numérico é resolver uma ou mais equações diferenciais, substituindo as derivadas existentes por expressões algébricas que envolvem a função incógnita. Quando não é possível a solução analítica, podemos fazer uma aproximação numérica da equação diferencial, para um número discreto de pontos, com um determinado erro. Mais perto da solução exata será a solução numérica quanto maior o número de pontos (Maliska, 2004).

A Figura 4 exemplifica a tarefa do método numérico, que é transformar uma equação diferencial, definida num domínio D , em um sistema de equações algébricas. Para isso, derivadas da função existentes na equação diferencial devem ser substituídas pelos valores discretos da função. Transformar as derivadas em termos que contêm a função significa integrar a equação diferencial, e as diversas maneiras de fazê-lo são o que caracteriza o tipo do método numérico. Existem três correntes distintas: diferenças finitas, elementos finitos e métodos espectrais.

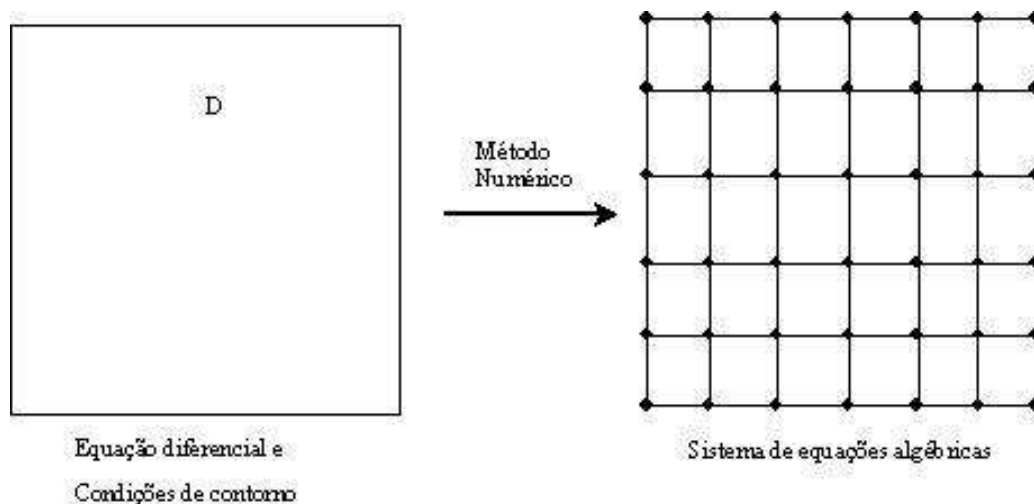


Figura 4. A tarefa do método numérico (Maliska, 1995).

Estamos neste trabalho interessados no método dos volumes finitos, uma formulação especial do método das diferenças finitas que é comum aos códigos de *CFD* bem estabelecidos: *CFX*®, *Fluent*®, *Phoenics*® e *Star-CD*®.

De uma forma resumida, os algoritmos numéricos consistem das seguintes etapas:

- Integração das equações governantes do escoamento do fluido sobre todos os volumes de controle do domínio;
- Discretização – conversão das equações integrais resultantes em um sistema de equações algébricas;
- Solução das equações algébricas por um método iterativo.

O primeiro passo, a integração do volume de controle, distingue o método dos volumes finitos de todas as outras técnicas de *CFD*. As declarações resultantes expressam a (exata) conservação das propriedades relevantes para cada célula de tamanho finito. Esta relação clara entre o método numérico e os princípios da conservação física é uma das principais atrações do método dos volumes finitos e torna seu conceito muito mais simples de se entender por engenheiros do que os métodos de elementos finitos ou métodos espectrais.

A conservação de uma variável qualquer ϕ do escoamento, por exemplo, uma componente da velocidade ou entalpia, através de um volume de controle pode ser expressa como um balanço entre vários processos que a levam a aumentar ou diminuir. Em outras palavras, temos:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Taxa de} \\ \text{mudança de} \\ \phi \text{ no volume} \\ \text{de controle} \\ \text{com respeito} \\ \text{ao tempo} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Taxa líquida} \\ \text{de aumento} \\ \text{de } \phi \text{ devido} \\ \text{à convecção} \\ \text{no volume} \\ \text{de controle} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Taxa líquida} \\ \text{de aumento} \\ \text{de } \phi \text{ devido} \\ \text{à difusão no} \\ \text{volume de} \\ \text{controle} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Taxa líquida} \\ \text{de geração} \\ \text{de } \phi \text{ dentro} \\ \text{do volume} \\ \text{de controle} \end{array} \right)$$

Códigos de *CFD* contêm técnicas de discretização adequadas ao tratamento de problemas de transporte, convecção e difusão, assim como para termos fontes (associados à criação ou destruição de ϕ) e para a taxa de mudança em relação ao tempo. Os fenômenos físicos que estão por trás são complexos e não-lineares, logo uma abordagem iterativa para solução é necessária.

3.1.3 Pós-processador

Assim como no pré-processamento, uma grande quantidade de trabalho no desenvolvimento dos pós-processadores vem sido realizada. Devido ao aumento da popularidade das estações de trabalho de engenharia, muitas das quais com marcante capacidade de processamento gráfico, os pacotes de *CFD* estão agora equipados com ferramentas versáteis de visualização de dados, como, por exemplo, a visualização do domínio geométrico e malha, vetores, contornos e superfícies 2D e 3D, acompanhamento de partículas (*particle tracking*), etc. Também é possível a visualização dinâmica dos resultados através de animações. Essas ferramentas fornecem ao engenheiro uma capacidade de análise completa do fenômeno sendo modelado.

É claro que existem diretivas para boas práticas operacionais que podem auxiliar o usuário de um código de *CFD*. No entanto, os principais ingredientes

para o sucesso em CFD são a experiência e um conhecimento metuculoso da física do escoamento de fluidos e dos fundamentos dos algoritmos numéricos. Sem esses é improvável que o usuário consiga obter o melhor de um código.

4 Modelagem matemática

As equações básicas do escoamento de fluidos são enunciados matemáticos das leis físicas de conservação (de massa e de quantidade de movimento). A hipótese do contínuo é considerada, ou seja, o fluido é considerado um meio contínuo e todas as propriedades do fluido são funções contínuas do espaço e do tempo.

4.1 Conservação da massa

A equação de conservação da massa é derivada através do balanço entre a taxa líquida de fluxo de massa para fora da superfície de controle e a taxa de variação de massa dentro do volume de controle.

A equação para conservação da massa em coordenadas cartesianas retangulares, freqüentemente chamada de equação da continuidade, pois não requer nenhuma hipótese para sua dedução exceto a do meio contínuo, é então:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

Numa notação vetorial mais compacta:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

Para um fluido incompressível, a massa específica é constante e a equação (2) se torna:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

4.2 Conservação da quantidade de movimento linear

A equação da conservação da quantidade de movimento é obtida por um balanço entre o fluxo de quantidade de movimento linear (também chamado de momentum), que entra e que sai de um volume de controle diferencial, e as forças externas (de corpo e de superfície) agindo sobre o volume de controle. Essa relação é uma forma da segunda lei de Newton, onde as forças são representadas pelas tensões sobre o volume de controle. Os valores das tensões são obtidos a partir de relações constitutivas (de um fluido newtoniano

no caso) envolvendo as deformações sofridas pelo volume de controle e pelas propriedades do fluido.

Para um fluido newtoniano a relação entre as tensões e as deformações sofridas pelo volume de controle é linear. Expressando então as relações através das propriedades do fluido e dos gradientes de velocidade obtém-se a equação (4), também chamada de equação de Navier-Stokes, expressa em termos de variáveis primárias e na forma mais geral.

$$\frac{D\rho\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \mu [(\nabla\mathbf{u}) + (\nabla\mathbf{u})^T] + \nabla(\lambda\nabla \cdot \mathbf{u}) + F \quad (4)$$

Onde μ é a viscosidade absoluta e λ a viscosidade volumétrica do fluido, p a pressão estática e F o vetor de forças externas por unidade de volume.

Nesta forma da equação de Navier-Stokes está mantido o termo do divergente de velocidade que multiplica a viscosidade volumétrica. Para essa viscosidade volumétrica normalmente se aplica a hipótese de Stokes, que estabelece uma relação desta com a viscosidade absoluta (cisalhante) do fluido, esta relação é dada pela equação (5).

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (5)$$

Essas equações, exibidas na forma vetorial, são mais comumente utilizadas na área de análise numérica na forma indicial como mostradas na equação (6) e na equação (7).

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (j = 1, 2, 3), \text{ sobre } \Omega, t \geq 0 \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \rho g_i \quad (7)$$

4.3 Cálculo numérico do escoamento bifásico em ciclones

Apesar da complexidade do escoamento no interior de hidrociclones, não podemos esquecer que é o escoamento combinado da fase contínua e da fase dispersa que realmente importa na operação de tal equipamento. Comparada às monofásicas, simulações bifásicas, e seus conseqüentes resultados relativos a diâmetro de corte e eficiência granulométrica, são relativamente escassos na literatura de ciclones.

O escoamento bifásico pode ser classificado de acordo com a importância dos mecanismos de interação. A Figura 6 mostra um esquema elementar e prático.

Com esta estrutura, modelos numéricos foram desenvolvidos em duas abordagens, dependentes da forma pela qual a fase dispersa é tratada, por uma formulação lagrangeana ou euleriana.

Na abordagem lagrangeana, as trajetórias das partículas são obtidas pela integração da equação do movimento (2ª lei de Newton). Já na abordagem euleriana, equações de conservação são escritas para a massa, momento e energia da nuvem de partículas como um contínuo, e integradas para prever as propriedades volumétricas médias do campo. Ou seja, na visão lagrangeana o sistema de coordenadas é aplicado sobre a partícula, calculando continuamente sua velocidade e redefinindo sua posição ao longo do tempo; na visão euleriana se utiliza o conceito do volume de controle, fixando no espaço um sistema de coordenadas e fazendo-se um balanço da “quantidade” de fase dispersa que cruza o volume de controle.

A escolha adequada é em geral problema-específica. Generalizando, métodos lagrangeanos são mais apropriados a escoamentos diluídos, livre de difusão numérica, menos influenciados por outros erros e mais estáveis para grandes gradientes de velocidade da partícula. Além disso, o tratamento de polidispersões realistas de sistemas de partículas é direto. No entanto, para escoamentos com concentrações maiores da fase dispersa, existem limitações relacionadas à memória, tempo de cálculo e convergência. Nestes casos, a abordagem euleriana se mostra mais adequada.

Mesmo que a abordagem lagrangeana seja utilizada, o escoamento da fase contínua é sempre tratado (em abordagens de *CFD*) utilizando a forma euleriana. Assim, as soluções utilizando a abordagem lagrangeana para a fase dispersa são também denominadas “soluções eulerianas-lagrangeanas” (ou “soluções Euler-Lagrange”).

4.4 Modelagem lagrangeana

Em uma abordagem euleriana-lagrangeana, a fase contínua é tratada utilizando uma metodologia clássica como o método de volumes finitos enquanto o movimento das gotas é resolvido acompanhando-se muitos *parcels* (partículas representando um pequeno grupo de partículas/gotas/bolhas com as mesmas características) pelo domínio (Fluent, Inc., 2006). A equação (8) é usada para calcular a velocidade das gotas em cada posição:

$$m_p \frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{2} \rho C_D A |u_i - v_i| (u_i - v_i) + F_i \quad (8)$$

Onde m_p é a massa da gota, v_i é a velocidade da fase fluida discreta (Lagrangeana), F_i é a soma das forças na direção i (além da força de arraste), C_D é o coeficiente de arraste e A é a área projetada das gotas na direção principal do escoamento. Para uma gota esférica, equação (8) pode ser escrita como na equação (9):

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \frac{C_D Re}{24} |u_i - v_i| (u_i - v_i) + \frac{F_i}{m_p} \quad (9)$$

Onde ρ_p é a densidade da fase fluida discreta, d_p é o diâmetro de gota e Re é o número de Reynolds relativo entre as fases contínua e dispersa, dado por:

$$Re = \frac{\rho d_p |v_i - u_i|}{\mu} \quad (10)$$

A solução do movimento da fase fluida discreta é obtida calculando-se a velocidade local de um *parcel* na posição atual, usando a velocidade calculada e um passo de tempo de referência na equação (9) e definindo-se a sua nova posição. Essas etapas são repetidas até que o *parcel* deixe o domínio ou atinja o número limite de cálculos.

O termo de forças adicionais, F_i , pode incluir diversos fenômenos físicos diferentes, como forças de sustentação, massa virtual e termoforética. (Tsuji, Crowe, & Sommerfeld, 1997) dá uma descrição física dessas forças e algumas alternativas para a modelagem matemática. Dada a configuração do problema, as únicas forças adicionais consideradas foram a força de dispersão turbulenta e a força de massa virtual. Informações adicionais da definição de força de dispersão turbulenta podem ser encontradas em Dehbi (2008). Maiores detalhes sobre a força de massa virtual podem ser encontrados em Drew e Lahey (1993).

4.5 Modelagem euleriana

A abordagem euleriana-euleriana trata ambas as fases como fases contínuas e interpenetrantes, cada uma governada por leis de conservação das quais a estrutura geral é conhecida.

Um inconveniente da modelagem euleriana é que, mesmo para uma única fase dispersa, o custo computacional é bem mais elevado do que para uma abordagem lagrangeana. Isso porque para cada fase se resolve um conjunto completo de equações de balanço.

Esquemas Euler-Euler vêm sendo usados em muitas simulações, como por exemplo, em aplicações de leito fluidizado, onde adequam-se especialmente bem. No entanto, modelos eulerianos não são capazes de tratar diversos tamanhos de partículas diretamente em uma única fase, mas sim considerando cada classe de tamanho como uma fase distinta. Isso caracteriza uma séria desvantagem em problemas práticos, uma vez que várias fases seriam necessárias para representar uma ampla faixa de tamanhos de partículas, aumentando significativamente o custo computacional.

Como consequência, abordagens eulerianas multifásicas simplificadas vêm sendo desenvolvidas, a maioria baseada na velocidade algébrica de deslizamento entre fases. Isto é adequado sob condições de forte acoplamento, com tempo de relaxação das partículas algumas vezes menor que a escala de tempo característica do escoamento, o que é frequentemente razoável. Ao mesmo tempo essa metodologia alternativa representa uma significativa economia computacional, permitindo a integração das equações de mistura, com a adição de equações somente para as frações volumétricas e relações de deslizamento. Este tipo de abordagem é conhecido como modelo de mistura em alguns códigos comerciais de CFD. Apesar de sinalizar-se adequado para modelagem de separadores ciclônicos, relatos na literatura são muito escassos.

Modelos simplificados euleriano-euleriano vêm sido usados recentemente no campo de separadores ciclônicos com resultados promissores, mas não completamente satisfatórios. Os trabalhos mais recentes publicados lidam com simulações bifásicas de ciclones no regime denso. A implementação no Fluent do *multiphase algebraic slip model* é usada, sem contabilizar o efeito entre partículas. Os resultados na eficiência de coleta, quando comparado com experimentos, não são conclusivos nem dissidentes. No entanto, é interessante que a atenuação do giro e da turbulência com o aumento da massa de partículas é claramente percebido.

4.6 Modelos de arraste

Para o coeficiente de arraste, existe um grande número de correlações disponíveis, por exemplo, no livro de Crowe, Sommerfeld e Tsuji (2006). Abaixo será descrito um modelo de arraste para partículas esféricas e um modelo que leva em consideração a deformação da partícula com o escoamento.

4.6.1 Coeficiente de arraste para partículas esféricas

Para partículas esféricas, um modelo de arraste simples e bastante difundido é o de (Morsi & Alexander, 1972). Esse modelo define um coeficiente de arraste de acordo com a equação (11):

$$C_D = a_1 + \frac{a_2}{Re} + \frac{a_3}{Re^2} \quad (11)$$

Com as constantes a_1 , a_2 , a_3 definidas de acordo com o trabalho citado.

4.6.2 Modelo de Ishii-Zuber

Esta correlação é aplicável a partículas fluidas em geral (bolhas e gotas), para qualquer par de fases (Ishii & Zuber, 1979). Com este modelo diferentes regimes de arrasto podem ser representados dependendo da distorção da bolha ou gota. A dependência do coeficiente de arraste em relação à forma da partícula é contabilizada através do grupo adimensional conhecido como número de Eotvos, que relaciona as forças gravitacionais e a tensão superficial, de acordo com a equação (12):

$$Eo = \frac{g \Delta \rho d_p^2}{\sigma} \quad (12)$$

Onde $\Delta \rho$ é a diferença de massa específica entre as fases, g é o módulo da aceleração gravitacional e σ é o coeficiente de tensão superficial. As correlações que definem os coeficientes de arrasto para as formas distorcidas são mostradas na equação (13).

$$C_D(ellipse) = \frac{2}{3} Eo^{1/2} \quad (13)$$

$$C_D(cap) = \frac{8}{3}$$

Dessa forma, a correlação define em qual regime a partícula se encontra: no regime viscoso, no qual se comportavam como partículas sólidas ou; no regime inercial, ou de partículas distorcidas, no qual as formas elipsoidal e de capacete esférico aparecem. (Tsuji, Crowe, & Sommerfeld, 1997) Baseada nessa definição o coeficiente de arrasto é calculado de acordo com o regime. A escolha se baseia nas seguintes comparações.

$$C_D = C_D(esférico) \quad se \quad C_D(esférico) \geq C_D(ellipse) \quad (14)$$

$$C_D = \min(C_D(ellipse), C_D(cap)) \quad se \quad C_D(esférico) < C_D(ellipse)$$

5 Escoamentos turbulentos

A maioria dos escoamentos de interesse na engenharia está no regime turbulento. O escoamento do ar sobre a asa de um avião, da água em contato com o casco de um navio ou de derivados de petróleo através de uma linha de transmissão são exemplos de situações onde o regime turbulento é predominante. A turbulência se origina de pequenas perturbações presentes nos escoamentos que são amplificadas devido à instabilidades que aparecem quando o escoamento atinge altos números de Reynolds. Tais perturbações se propagam e se degeneram fazendo com que o escoamento entre no regime turbulento.

Foi verificado experimentalmente que em valores abaixo do chamado número de Reynolds crítico (Re_{crit}) o escoamento é suave e as camadas adjacentes do fluido deslizam uma sobre as outras ordenadamente. Este regime é chamado **laminar**.

Em valores acima do Re_{crit} uma complicada série de eventos ocorre, o que, no final das contas, leva a uma mudança radical nas características do escoamento. O movimento se torna intrinsecamente transiente mesmo sob condições de contorno constantes impostas. A velocidade e todas as outras

propriedades do fluido variam de uma maneira aparentemente aleatória e caótica. Este regime é chamado **turbulento**.

A idéia básica é que o escoamento turbulento consiste no movimento de um fluido no qual uma flutuação irregular é sobreposta a uma corrente principal. Sobre esta idéia acrescentam-se os seguintes pontos:

- Irregularidade: a aleatoriedade das flutuações presentes no escoamento turbulento o torna imprevisível, obrigando o uso de ferramentas estatísticas para a análise;
- Difusividade aumentada: devido aos movimentos turbulentos as quantidades do escoamento (como massa, quantidade de movimento, energia) são difundidas de forma mais eficiente; esse efeito faz com que, aparentemente, a viscosidade (e outros coeficientes de difusão do escoamento) seja aumentada;
- Flutuações tridimensionais de vorticidade: intensas flutuações de vorticidade estão presentes nos escoamentos turbulentos, flutuações que não conseguem se manter em escoamentos bidimensionais, o que força o escoamento turbulento a ser tridimensional por definição;
- Alta dissipação de energia: o aumento nas taxas de cisalhamento interno do fluido, a constante produção de energia cinética turbulenta e a dissipação de energia nas menores escalas tornam o escoamento turbulento altamente dissipativo; por esse motivo, a turbulência necessita de uma fonte constante de energia para ser mantida;
- Fenômeno contínuo: embora as menores escalas do escoamento turbulento sejam, algumas vezes, muitas ordens de grandeza inferiores às maiores escalas, elas continuam bem maiores que as escalas moleculares, assim o fenômeno pode ser tratado como um problema contínuo governado pelas equações da mecânica dos fluidos;
- Larga faixa de escalas de comprimento e tempo: um escoamento turbulento deve envolver vórtices de uma larga faixa de escalas de comprimento e tempo.

As equações que descrevem escoamentos nesse regime são as mesmas para o escoamento laminar, especificamente as equações da continuidade e de Navier-Stokes. A dificuldade na resolução dessas equações aumenta ainda mais quando outros fenômenos que afetam a turbulência estão presentes, como escoamentos com: estratificação, empuxo, rotação elevada, reações químicas ou compressibilidade.

5.1 Cálculo de escoamentos turbulentos

A turbulência causa o aparecimento de vórtices com uma larga faixa de comprimentos e escalas de tempo que interagem de uma forma dinamicamente complexa. Dada a importância dos escoamentos turbulentos na engenharia, uma grande quantidade de trabalhos vem sendo desenvolvida na busca de

métodos numéricos capazes de capturar seus efeitos. Os métodos podem ser agrupados nas três categorias seguintes:

5.1.1 Modelos de turbulência baseados nas equações médias de Navier-Stokes (Reynolds-averaged Navier-Stokes equations – RANS)

Neste caso, o método foca no escoamento médio e os efeitos da turbulência nas propriedades médias. A separação das duas escalas é feita através da decomposição de cada grandeza do escoamento em uma parte média e outra flutuante. Anteriormente à aplicação dos métodos numéricos é tomada uma média apropriada das equações de Navier-Stokes. Como estas equações não são lineares, termos extras surgem nestas equações, que representam a contribuição das flutuações nas propriedades no escoamento médio. Embora as equações de Navier-Stokes não estacionárias possam descrever completamente o escoamento turbulento tridimensional, os termos extras nas equações médias de Reynolds têm de ser modelados empiricamente, devido a perda de informações no processo de média. Estes termos são modelados usando-se modelos clássicos de turbulência. Não há um método direto para conhecer as magnitudes desses termos extras nas equações médias de Reynolds. Portanto, precisamos aproximar ou modelar estes termos extras em termos de quantidades que podemos determinar diretamente.

Portanto, um modelo de turbulência é um conjunto de equações, expressões e coeficientes empíricos que permitem a determinação dos termos extras nas equações de Navier-Stokes de média de Reynolds, chamadas as tensões de Reynolds, e os fluxos térmicos turbulentos nas equações de energia de média de Reynolds. O modelo de turbulência é usado na solução numérica das equações de Navier-Stokes e de energia de média de Reynolds, permitindo a simulação de aspectos importantes de escoamentos turbulentos encontrados em engenharia. Como os recursos computacionais necessários para cálculos razoavelmente acurados são modestos, esta abordagem tem sido a mais utilizada nas últimas três décadas.

5.1.2 Simulação dos grandes vórtices (*Large Eddy Simulation – LES*)

Esta é uma forma intermediária de cálculo da turbulência que acompanha os maiores vórtices. O método envolve filtragem espacial das equações de Navier-Stokes transientes antes dos cálculos, deixando passar os maiores vórtices e desprezando os menores. Os efeitos dos menores vórtices, que não são resolvidos, sobre o escoamento que é resolvido (escoamento principal mais vórtices maiores) é incluído através do chamado modelo de escala *sub-malha*. A modelagem necessária para as componentes sub-malha do escoamento é bastante simples, quando comparada à necessária em modelos tipo *RANS*, uma vez que essas menores escalas são bem mais universais. Como neste caso equações transientes devem ser resolvidas, a demanda de recursos computacionais em termos de armazenamento e volume de cálculos é grande. No entanto, esta técnica está começando a ser aplicada em problemas de CFD em geometrias complexas.

5.1.3 Simulação numérica direta (Direct Numerical Simulation – DNS)

Este método calcula o escoamento principal e todas as flutuações turbulentas. As equações de Navier-Stokes transientes são resolvidas em malhas suficientemente refinadas de modo que consigam resolver as escalas de tamanho de Kolmogorov nas quais a dissipação de energia ocorre e com passos de tempo suficientemente pequenos para resolver o período das flutuações mais rápidas. Este método tem um custo computacional muito elevado, e por isso praticamente não é utilizado para cálculos industriais de escoamentos. Atualmente sua validade está na geração de dados que podem ser utilizados na validação de novos modelos propostos.

5.2 Descrição de escoamentos turbulentos

Uma metodologia foi desenvolvida baseada na idéia de (Reynolds, 1895) de que as variáveis de campo em um escoamento turbulento (como velocidade e pressão) podem ser decompostas em uma parte média e uma parte flutuante.

$$u_i = U_i + u'_i \quad (15)$$

$$p = P + p' \quad (16)$$

Onde U_i e P são as parcelas médias da componente i da velocidade e da pressão e u'_i e p' as parcelas flutuantes das mesmas variáveis. Para uma variável genérica g o valor médio é obtido através da integração da equação (17) e o valor flutuante pela equação (18), respectivamente.

$$\bar{g} = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t_0-\Delta t}^{t_0+\Delta t} g(t) dt \quad (17)$$

$$g' = g - \bar{g} \quad (18)$$

Onde Δt é um tempo suficientemente logo para que todas as escalas significativas sejam consideradas e t_0 um determinado instante de tempo na integração. O operador de média possui as seguintes propriedades importantes:

$$\overline{\bar{g}} = \bar{g} \quad (19)$$

$$\overline{g'} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\overline{\partial g}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{g}}{\partial x_i} \quad (21)$$

É importante notar que a média dos produtos das partes flutuantes, chamada de correlação entre as flutuações, não é zero *a priori*.

Levando em conta estas definições, e realizando manipulações algébricas baseadas nas propriedades do operador de média, podemos obter as seguintes equações para o escoamento incompressível do campo médio de velocidades:

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (22)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) + \bar{f}_i \quad (23)$$

Observa-se que a equação da continuidade permanece inalterada, indicando que o campo médio deve respeitar a conservação de massa. Já na equação de conservação de quantidade de movimento aparece um termo adicional, que representa o efeito das flutuações sobre o campo médio de escoamento.

Essas equações são conhecidas (Schlichting & Gersten, 2001) como as equações médias de Reynolds (do inglês *Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations – RANS*) que dão nome a essa metodologia de aproximação, hoje conhecida também como modelagem clássica da turbulência.

Todos os termos das equações (22) e (23) representam o movimento do escoamento médio, exceto o termo que envolve o produto tensorial das flutuações médias, conhecido como tensor de Reynolds, ou tensor de tensões turbulentas, que representa a ação das flutuações de velocidade no escoamento médio. No escoamento laminar, como não há flutuações de velocidade, as tensões de Reynolds são nulas. Neste caso, a velocidade média é igual à velocidade instantânea e as equações de RANS são idênticas às de Navier-Stokes. No escoamento turbulento, as tensões de Reynolds são geralmente muito maiores que as tensões viscosas. Conseqüentemente, o perfil de velocidade média é muito diferente do perfil de velocidades no escoamento laminar “correspondente”.

O aparecimento desse termo leva ao problema de fechamento, já que agora temos mais incógnitas do que equações no sistema a ser resolvido; uma vez que não existem equações de conservação bem conhecidas para representar estas flutuações. São necessários então, modelos para representar essas variáveis adicionais em função das variáveis médias. Este problema, conhecido como o *problema de fechamento*, é tratado através da modelagem de turbulência.

Em aplicações de engenharia, empregam-se, usualmente, dois tipos de abordagens na modelagem de turbulência: uma é conhecida como aproximação da viscosidade turbulenta, a qual assume a hipótese de Boussinesq (Silva Freire, Menut, & Su, 1998). Neste modelo, introduz-se o conceito de viscosidade turbulenta que é aproximado por uma relação similar à relação tensão-taxa de deformação em um escoamento de um fluido newtoniano laminar; outra é conhecida como de fechamento de segunda ordem (Silva Freire, Menut, & Su, 1998), onde se considera que o tensor de Reynolds apresenta comportamento anisotrópico, e utiliza equações aproximadas para o transporte de cada uma das componentes independentes do tensor de Reynolds, além de uma equação adicional de transporte (usualmente para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta).

Os modelos de turbulência mais comuns baseados na média temporal das equações de Reynolds estão classificados na tabela abaixo, de acordo com o número de equações de transporte adicionais a serem resolvidas:

Tabela 1. Modelos de turbulência baseados na média temporal das equações de Reynolds de acordo com o número de equações de transporte adicionais a serem resolvidas

Nº de equações extras	Exemplos
Zero	Modelo de comprimento de mistura de Prandtl
Uma	Modelo de Spalart-Allmaras
Duas	Modelo $k - \varepsilon$ Modelo $k - \omega$ Modelo algébrico
Sete	Modelo SSG

5.2.1 Modelos Baseados na hipótese de viscosidade turbulenta

Modelos diferenciais lineares de viscosidade turbulenta resolvem uma ou duas equações diferenciais para quantidades turbulentas das quais a viscosidade turbulenta e a difusividade térmica turbulenta são determinadas. Os modelos diferenciais de viscosidade turbulenta podem ser subdivididos em modelos de uma equação e modelos de duas equações, sendo que os modelos de duas equações são mais populares em cálculo de escoamentos em processos

industriais complexos. Eles são baseados na hipótese de que existe uma analogia entre as forças viscosas e as componentes do tensor de Reynolds.

Modelos de uma equação resolvem uma equação de transporte para uma quantidade turbulenta, normalmente a energia cinética turbulenta ou a própria viscosidade turbulenta. Os primeiros modelos de uma equação, como, por exemplo, o modelo de mistura de Prandtl (Tennekes & Lumley, 1970), precisam de relações empíricas para a escala de comprimento de cada escoamento específico, portanto, são considerados incompletos no sentido definido por (Wilcox, 1993). Recentemente, modelos de uma equação têm recebido atenção pela facilidade na solução numérica comparados com os modelos de duas equações e de tensões de Reynolds. Entre os modelos novos de uma equação, o de Spalart e Allmaras (1992) parece ser o mais preciso para aplicações práticas de escoamentos turbulentos.

Os modelos de turbulência a duas equações certamente têm dominado os códigos comerciais de CFD para aplicações industriais. Os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ são as duas principais vertentes. O modelo padrão de $k-\varepsilon$ (Launder & Spalding, 1974) é formulado para altos números de Reynolds e, portanto, não se aplica nas regiões próximas a paredes sólidas. Tratamentos especiais, como funções de parede, são usados junto com os modelos $k-\varepsilon$ para contornar essa limitação. O modelo $k-\omega$ (Wilcox D. C., 1998) tem vantagem sobre o modelo de $k-\varepsilon$ nas regiões próximas à paredes, mas é mais sensível às condições de contorno de turbulência no escoamento livre.

O modelo recente de transporte de tensão cisalhante (Shear-Stress Transport – SST (Menter, 1994.)) combina as vantagens dos modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ através de uma formulação mista baseada em funções de ajuste que selecionam automaticamente as zonas onde $k-\varepsilon$ ou $k-\omega$ devem ser aplicadas, sem a necessidade de intervenção do usuário. Nas regiões próximas à parede, o modelo de $k-\omega$ é automaticamente selecionado e nas regiões longe da parede, o modelo de $k-\varepsilon$ é selecionado. O modelo SST tem recebido uma ampla aceitação em aplicações industriais.

A hipótese implícita nos modelos baseados na aproximação de viscosidade turbulenta é que as flutuações turbulentas são isotrópicas. Esta hipótese falha em alguns casos, levando a predições erradas do escoamento médio, o que acontece, por exemplo, quando esses modelos são usados em simulações de ciclones e hidrociclones. Por esse motivo, não será dada ênfase para estes modelos neste trabalho.

5.2.2 Modelos baseados no transporte das componentes do tensor de Reynolds

Os modelos baseados na aproximação de viscosidade turbulenta são limitados pela hipótese de Boussinesq de relação linear entre o tensor de tensões de Reynolds e o tensor de deformação do escoamento médio. Portanto, eles não funcionam bem em escoamentos complexos com forte anisotropia de turbulência como escoamentos com curvatura de linhas de corrente, zonas de separação, altas rotações, etc.

Os modelos de transporte das tensões de Reynolds não usam o conceito de viscosidade turbulenta de Boussinesq. Equações de transporte para as tensões turbulentas são modeladas diretamente, junto com uma equação de transporte para a escala de comprimento da turbulência. Em princípio, os modelos diferenciais de tensões de Reynolds devem superar os modelos lineares de viscosidade turbulenta em todos os aspectos por levarem em conta os efeitos de não equilíbrio local, de história e principalmente de anisotropia de turbulência.

O termo de produção exato e a anisotropia inerente na modelagem dos tensores de Reynolds tornam os modelos de transporte do tensor de Reynolds mais adequados a escoamentos complexos, incluindo efeitos de curvatura, mudanças repentinas na taxa de cisalhamento, escoamentos secundários e empuxo.

No modelo diferencial dos tensores de Reynolds faz-se $\overline{u_i u_j}$ satisfazer a uma equação de transporte. Uma equação separada deve ser resolvida para cada um dos seis componentes independentes do tensor de Reynolds.

As equações de transporte para as tensões de Reynolds em um escoamento incompressível, de um fluido newtoniano e com propriedades constantes podem ser escritas como (Silva Freire, Menut, & Su, 1998):

$$\frac{\partial(\overline{u_i u_j})}{\partial t} + U_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j}) = P_{ij} - \epsilon_{ij} + \phi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(v \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} - C_{ijk} \right) \quad (24)$$

Onde os termos do lado direito da equação (24) são os seguintes:

O termo de produção (exato):

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (25)$$

O termo de dissipação:

$$\epsilon_{ij} = 2v \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \quad (26)$$

O termo de pressão-deformação:

$$\phi_{ij} = \frac{p}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (27)$$

O termo de transporte turbulento:

$$C_{ijk} = (\overline{u'_i u'_j u'_k}) + \delta_{ik} \frac{\overline{u'_i p}}{\rho} + \delta_{jk} \frac{\overline{u'_j p}}{\rho} \quad (28)$$

Observamos que as maiores vantagens dos modelos de tensões de Reynolds são a melhoria na descrição dos efeitos históricos das tensões de Reynolds e a descrição exata do tensor de produção P_{ij} .

Três modelos baseados nos tensores de Reynolds, conhecidos pela sua sigla em inglês (RSM), serão discutidos: o de (Launder, Reece, & Rodi, 1975), o de (Speziale, Sarkar, & Gatski, 1991) e Wilcox Stress- ω (Wilcox & Rubestin, 1980). Os modelos serão chamados de LRR, SSG e Stress- ω , respectivamente.

O modelo LRR é o modelo mais conhecido e testado, utilizando a equação de transporte de dissipação de energia cinética turbulenta como a sétima equação de transporte. Os modelos mais recentes de RSM são, em sua maioria, variações de LRR, diferindo do LRR principalmente na modelagem do termo de correlação pressão-deformação. A seguir, será apresentada a modelagem de cada um dos termos das equações de transporte de tensões de Reynolds para mostrar os modelos.

5.2.2.1 Modelagem do termo de dissipação

A forma mais simples para modelar o termo de dissipação é adotar a hipótese de isotropia local:

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \quad (29)$$

Onde:

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \quad (30)$$

A taxa de dissipação isotrópica ϵ é a mesma que aparece nos modelos de duas equações. Uma equação de transporte é usada normalmente, porém expressões algébricas também podem ser usadas para o cálculo de ϵ .

Perto da superfície sólida, o efeito da anisotropia na dissipação deve ser modelado. Hanjalic e Launder (1976) propuseram para baixos números de Reynolds:

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} + 2f_s \epsilon b_{ij} \quad (31)$$

Onde:

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \quad (32)$$

$$f_s = \left(1 + \frac{1}{10} Re_T\right)^{-1} \quad (33)$$

$$Re_T = \frac{k^2}{\epsilon \nu} \quad (34)$$

5.2.2.2 Modelagem do termo de transporte turbulento

O termo de transporte turbulento normalmente é modelado através de um processo de transporte por gradiente. (Daly & Halow, 1970) propuseram uma relação mais simples entre o tensor de terceira ordem C_{ijk} e o tensor de tensões de Reynolds.

$$C_{ijk} = -c_s \frac{k}{\epsilon} \overline{u_k u_m} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_m} \quad (35)$$

Onde $c_s=0,25$.

A equação (35), embora matematicamente simples, é inconsistente com o fato de que C_{ijk} deve ser simétrica nos três índices. Para preservar a simetria plena nos três índices, (Launder, Reece, & Rodi, 1975) propuseram a seguinte relação:

$$C_{ijk} = \frac{2}{3} C_s \frac{k^2}{\epsilon} \left[\frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} \right] \quad (36)$$

Onde $C_s = 0,11$.

(Launder, Reece, & Rodi, 1975) também propuseram uma relação mais geral:

$$C_{ijk} = -C'_s \frac{k}{\rho \epsilon} \left[\tau_{im} \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_m} + \tau_{jm} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_m} + \tau_{km} \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_m} \right] \quad (37)$$

O termo de difusão por pressão é normalmente desprezado ou combinado com o termo de transporte turbulento.

5.2.2.3 Modelagem do termo de correlação pressão-deformação

O termo de pressão-deformação ϕ_{ij} promove a isotropia da turbulência (Silva Freire, Menut, & Su, 1998). Portanto, o termo de pressão-deformação ϕ_{ij} nas equações das tensões de Reynolds não produz ou destrói a energia cinética turbulenta, mas somente redistribui a energia entre as tensões normais. Além disso, pode ser mostrado que o termo ϕ_{ij} reduz o maior componente normal e distribui a energia para outros dois componentes, promovendo assim a isotropia da turbulência.

A flutuação de pressão em um escoamento incompressível satisfaz a seguinte equação de Poisson:

$$\frac{1}{\rho} \nabla^2 p' = -2 \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u_i' u_j' - \overline{u_i' u_j'}) \quad (38)$$

A abordagem clássica expressa a pressão flutuante em uma parte lenta e em uma rápida

$$p' = p'_{slow} + p'_{rapid} \quad (39)$$

Que satisfazem as seguintes equações:

$$-\frac{1}{\rho} \nabla^2 p'_{slow} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u_i' u_j' - \overline{u_i' u_j'}) \quad (40)$$

$$-\frac{1}{\rho} \nabla^2 p'_{rapid} = 2 \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \quad (41)$$

Para turbulência homogênea, longe de superfícies sólidas e sem forças de corpo, integrando a equação de Poisson, multiplicando pelo tensor de deformação instantânea e tomando a média, temos:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} = A_{ij} + M_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial x_l} \quad (42)$$

$$\phi_{ij,1} = A_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial^2 (u_k' u_l')}{\partial y_k \partial y_l} \frac{dV}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \quad (43)$$

$$\phi_{ij,2} = M_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial x_l} = \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_l'}{\partial y_k} \frac{dV}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \quad (44)$$

Nota-se que o termo $\phi_{ij,1}$ contém somente velocidades turbulentas e, portanto, é chamado de interação turbulência-turbulência, enquanto o termo $\phi_{ij,2}$ contém a interação da velocidade média e da turbulência e é chamado de deformação média ou de contribuição rápida ao processo de pressão-deformação.

Um terceiro termo $\phi_{ij,w}$ é introduzido para representar as flutuações de pressão refletidas por superfícies sólidas. Assim, normalmente, o modelo para ϕ_{ij} consiste em três termos (Gibson & Launder, 1978):

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,w} \quad (45)$$

5.2.2.3.1 Modelos para o termo lento $\phi_{ij,1}$

A abordagem comum é considerar o campo de turbulência retornando dos estados iniciais de anisotropia aos estados finais de isotropia, assim chamada de processo de relaxamento (Silva Freire, Menut, & Su, 1998).

- Rotta (1951)

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \epsilon a_{ij} \quad (46)$$

- Lumley (1978)

$$\phi_{ij,1} = -\epsilon \left[\beta a_{ij} + \gamma \left(a_{ij}^2 + \frac{2A_2}{3} \delta_{ij} \right) \right] \quad (47)$$

- Lacovides, Launder e Li (1996)

$$\phi_{ij,1} = -C_1 \epsilon \left[a_{ij} + C_1' \left(a_{ik} a_{kj} + \frac{A_2}{3} \delta_{ij} \right) \right] - \epsilon a_{ij} \quad (48)$$

5.2.2.3.2 Modelos para o termo rápido $\phi_{ij,2}$

Para o termo rápido $\phi_{ij,2}$, o ponto de partida comum para todos os modelos propostos é (Silva Freire, Menut, & Su, 1998):

$$\phi_{ij,2} = M_{ijkl} \frac{\partial U_k}{\partial x_l} = (a_{ijkl} + a_{jikl}) \frac{\partial U_k}{\partial x_l} \quad (49)$$

- Naot, Shavit e Wolfshtein (1970)

$$\phi_{ij,2} = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{kk} \right) \quad (50)$$

- LRR

$$\phi_{ij,2} = -\alpha \left(P_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} P_{kk} \right) - \beta \left(D_{ij} - \frac{1}{3} D_{kk} \delta_{ij} \right) - \gamma \rho k S_{ij} \quad (51)$$

Onde

$$D_{ij} = \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + u'_j u'_k \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \quad (52)$$

- SSG

$$\phi_{ij,2} = -(C_1 \epsilon + C_1^* P) a_{ij} + C_2 \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \epsilon & \left(a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} a_{mn} a_{mn} \delta_{ij} \right) + (C - 3 - C_3^* A_2^{1/2}) k S_{ij} \\ & + C_4 k \left(a_{ik} S_{jk} + a_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} a_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) \\ & + C_5 k (a_{ik} \omega_{jk} + a_{jk} \omega_{ik}) \end{aligned} \quad (54)$$

5.2.2.3.3 Modelos para o termo $\phi_{ij,w}$

O termo $\phi_{ij,w}$ é modelado através de dois termos:

$$\phi_{ij,w} = \phi_{ij,w1} + \phi_{ij,w2} \quad (55)$$

Onde:

$$\phi_{ij,w1} = \phi'_{nn,1} = -2c'_1 \frac{\epsilon}{k} \overline{u_n'^2} f \quad (56)$$

$$\phi_{ij,w2} = \phi'_{ss,1} = c'_1 \frac{\epsilon}{k} \overline{u_n'^2} f \quad (57)$$

$$f = \frac{k^{3/3}}{2.55 x_n \epsilon} \quad (58)$$

Dentre todos os modelos baseados nos tensores de Reynolds disponíveis, não é ainda claro qual o mais adequado para uma aplicação específica. Por

exemplo, um estudo comparativo foi realizado (Grotjans, 1999) incluindo duas implementações dos RSTM, LRR e SSG, assim como o k- ϵ padrão e um k- ϵ modificado para lidar com a curvatura da linha de corrente. Apesar da distribuição de pressão mostrar resultados aceitáveis para todos os modelos, o campo de escoamento mostrou-se bastante sensível, e o perfil típico de Rankine só pode ser obtido usando-se RSTMs. Somente pequenas diferenças foram observadas entre os modelos LRR e SSG, especialmente na parte inferior do ciclone, onde o modelo SSG produziu resultados mais aceitáveis, enquanto o modelo LRR subestimou a velocidade tangencial perto do centro do ciclone.

Os mais recentes estudos utilizando CFD (Peng, Boot, Udding, Hoffmann, Dries, & Ekker, 2001), (Peng & Hoffmann) continuam a mostrar a capacidade dos modelos de CFD para previsão dos interessantes aspectos dos separadores centrífugos. Mais trabalhos usando RSTMs são reportados em (Wang, Xu, Chu, & Yu, 2006), (Qian, Zhang, & Zhang, 2006).

6 Metodologia

6.1 Recursos e pacotes computacionais utilizados

Este trabalho foi desenvolvido usando o pacote ANSYS para CFD na versão 11.0, composto pelos softwares ICM (geração de geometria e malha), CFX e Fluent (ambos para solução do problema). Na etapa de pós-processamento também foi utilizado o software CEI EnSight, versão 9.0.

6.2 Definição da geometria

A geometria simulada foi um típico modelo de hidrociclone para separação de dispersões menos densas, desenvolvida por (Thew & Neshati, Aspects of the performance and scaling of hydrocyclones for use with light dispersions, 1987). As dimensões e características do equipamento simulado estão descritas na Figura 7, conforme o descrito no artigo citado.

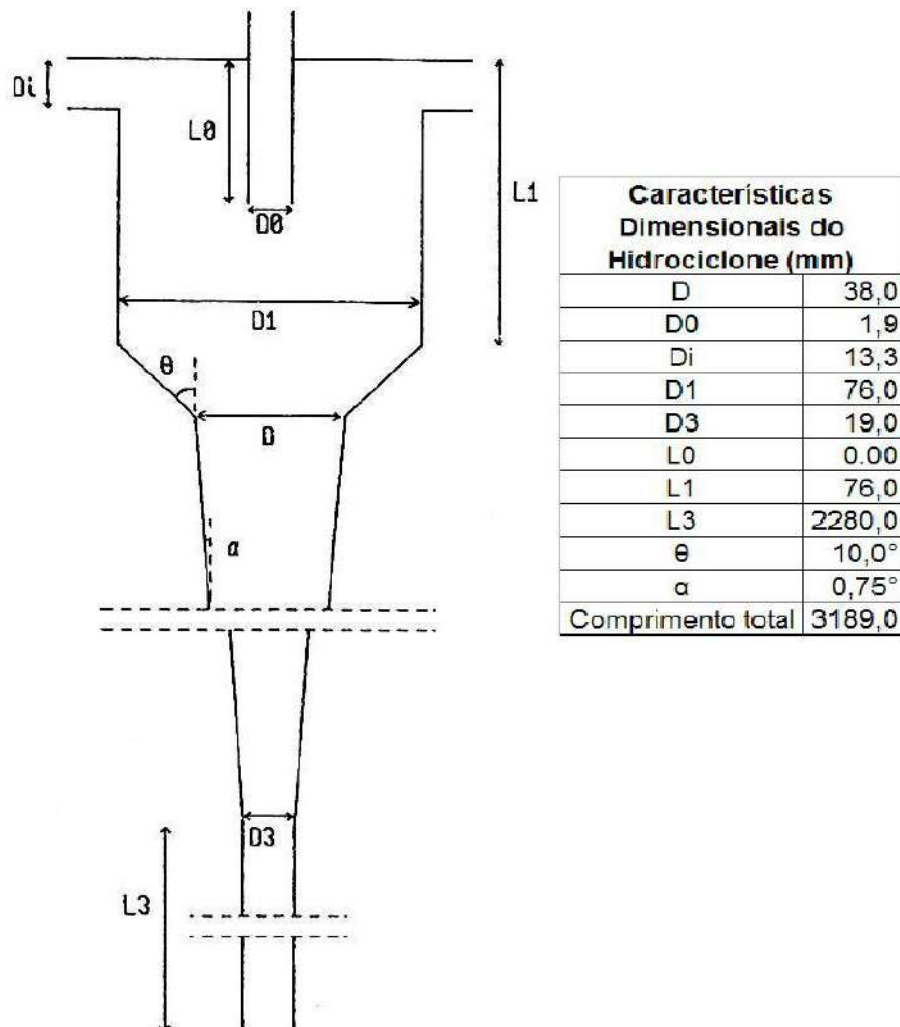


Figura 7. Características geométricas do hidrociclone modelado

Com base nas dimensões fornecidas na Figura 7, foi gerada a geometria utilizada nas simulações, mostrada na Figura 8.



Figura 8. Geometria conceitual utilizada nas simulações

6.3 Geração da malha

A geometria foi inserida em um pacote de CAE e sobre ela foi gerada uma malha de elementos hexaédricos, usada na solução do escoamento pelo método dos volumes finitos. Optou-se por uma malha hexaédrica por esta apresentar, no caso, as faces dos elementos alinhadas com as direções do escoamento, o que diminui os erros numéricos. O uso de malhas hexaédricas também diminui o número total de elementos para um mesmo tamanho característico de malha, em comparação à malha tetraédrica.

A malha gerada foi refinada na região da parede, a fim de capturar a camada limite. Além disso, a região do *vortex-core* também foi refinada por ser uma região em que os gradientes de velocidade e pressão são elevados. Essa malha é mostrada na Figura 9 e apresentou aproximadamente 300000 elementos.

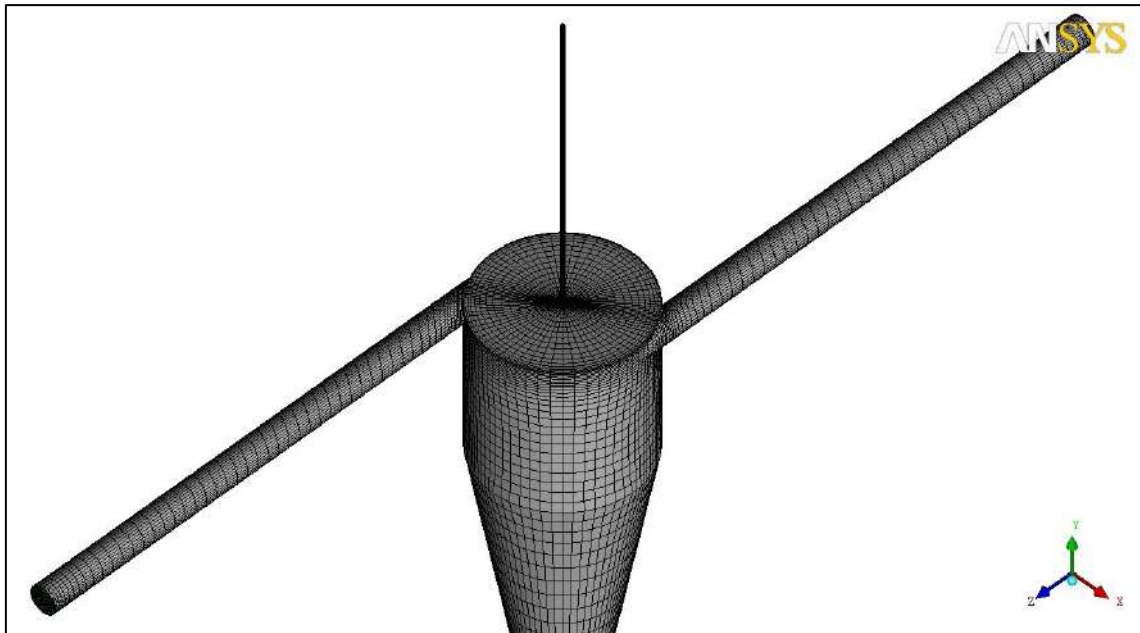


Figura 9. Malha hexaédrica utilizada nas simulações

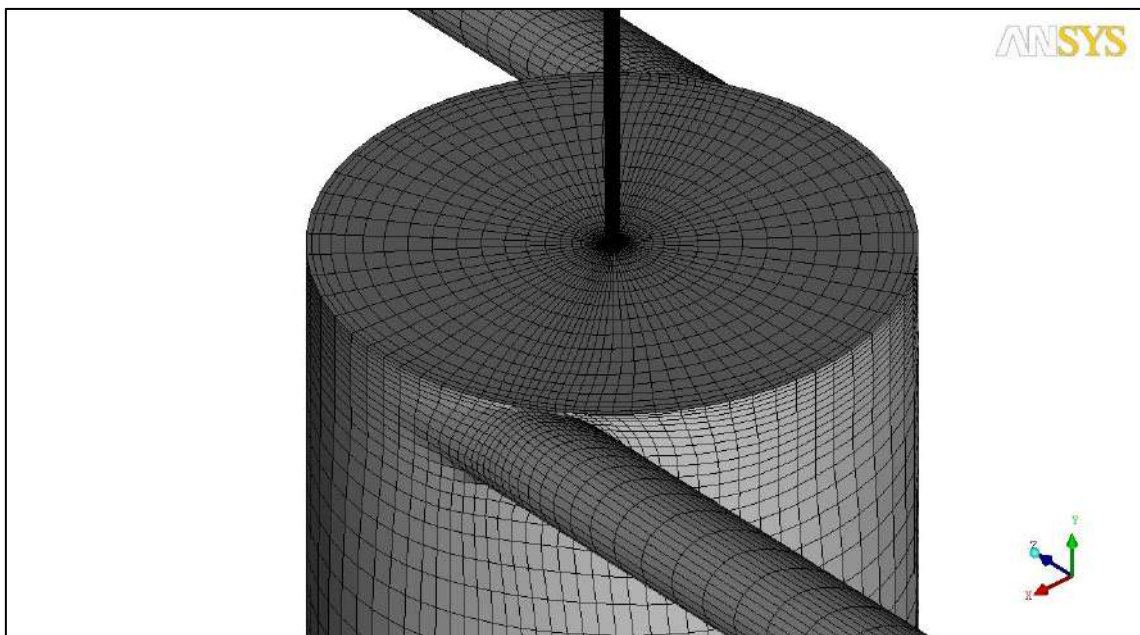


Figura 10. Detalhe da malha na região de entrada da mistura

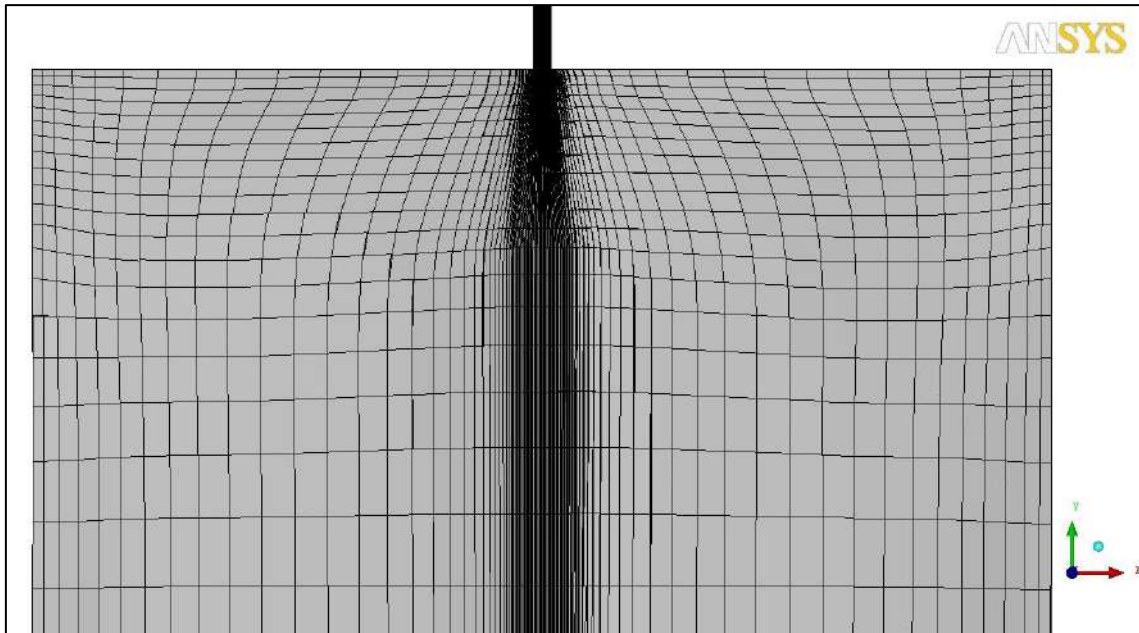


Figura 11. Detalhe do refino da malha na região do *vortex-core*

6.4 Simulação da fase contínua

6.4.1 Propriedades físicas

A fase contínua foi considerada água pura, com viscosidade e densidade constante e iguais a 0,001 [Pa·s] e 1000 [kg/m³], respectivamente.

6.4.2 Passo de tempo

A simulação foi rodada transiente, com o passo de tempo físico dado pelo valor obtido pela divisão do menor valor dos diâmetros por 10 vezes a velocidade de entrada, o que retornou um valor da ordem de 10⁻⁵s. O passo de tempo foi ajustado ao longo da simulação, de forma a garantir a convergência.

6.4.3 Modelo de turbulência

Quanto ao modelo de turbulência escolhido, verificou-se que modelos a duas equações, como o $k-\varepsilon$ retornavam resultados não coerentes com os observados experimentalmente, predizendo uma difusão exagerada, levando a um perfil rotacional de um corpo rígido.

Na Figura 12 temos o perfil de velocidade tangencial para um hidrociclone conceitual obtido utilizando-se o modelo $k-\varepsilon$, com duas equações e um modelo baseado nos tensores de Reynolds (SSG), mostrando o quanto é “perdido” quando se admite a anisotropia turbulenta.

Chegou-se a conclusão de que é necessária a utilização de modelos que levam em conta a anisotropia turbulenta, como os modelos baseados no transporte dos componentes dos tensores de Reynolds. O modelo de turbulência utilizado ao longo do trabalho foi o SSG.

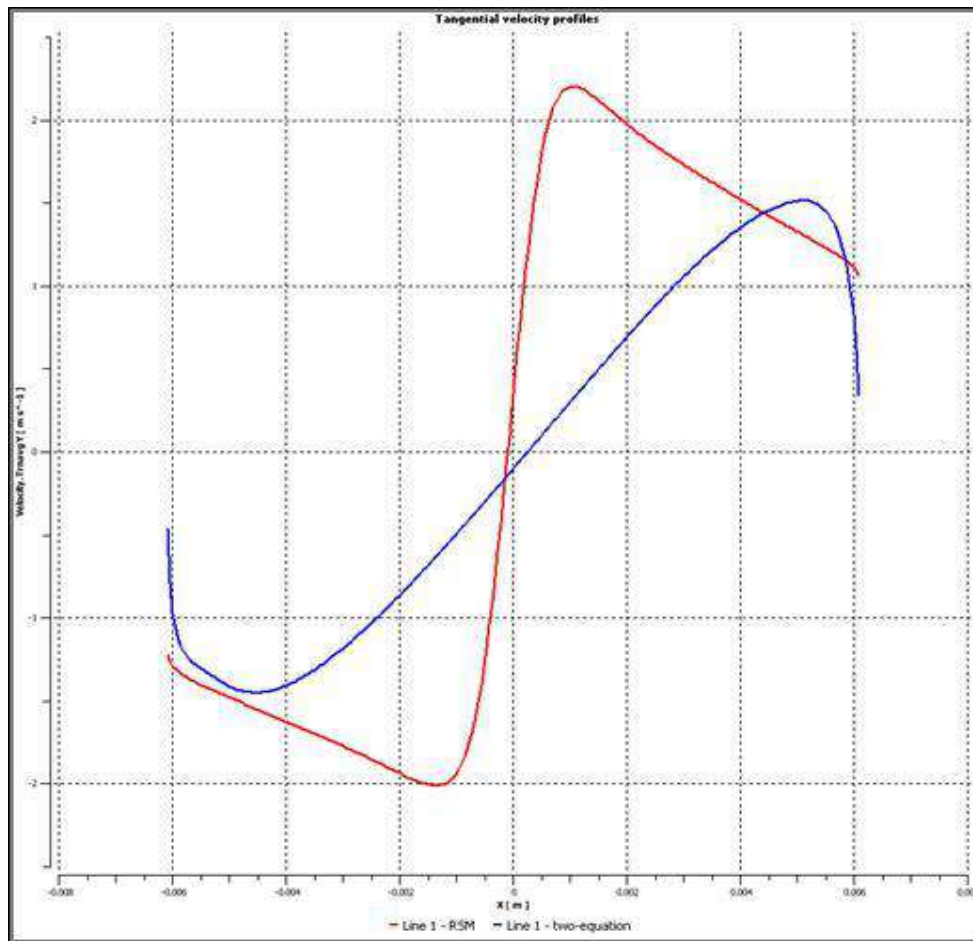


Figura 12. Perfil de velocidade tangencial de um hidrociclone conceitual – resolvido usando um modelo a duas equações (azul – perfil de rotação de “corpo rígido”) e um modelo RSM (vermelho – perfil “ciclônico”)

6.4.4 Condições iniciais

Para inicialização do campo de velocidades foi utilizada a velocidade tangencial dada pela solução analítica das equações de Navier-Stokes para vórtices de Burgers, de acordo com a equação (59), que gera um campo de velocidades próximo ao de um hidrociclone (para o componente tangencial de velocidade). As constantes α e ϕ foram ajustadas de modo a se obter um perfil de velocidades coerente.

A aplicação dessa condição inicial reduz o tempo de computacional gasto no desenvolvimento dos perfis de pressão e de velocidade.

$$u_{\theta} = \frac{\phi}{2\pi r} \left[1 - \exp\left(-\frac{\alpha r^2}{4\nu}\right) \right] \quad (59)$$

Onde u_θ é a componente tangencial da velocidade da fase contínua, r é a coordenada radial, ν é a viscosidade cinemática do fluido e α e \varnothing são constantes.

A Figura 13 mostra a comparação de um perfil de velocidade tangencial de um hidrociclone conceitual gerado usando a solução dos Vortex de Burgers com resultados experimentais.

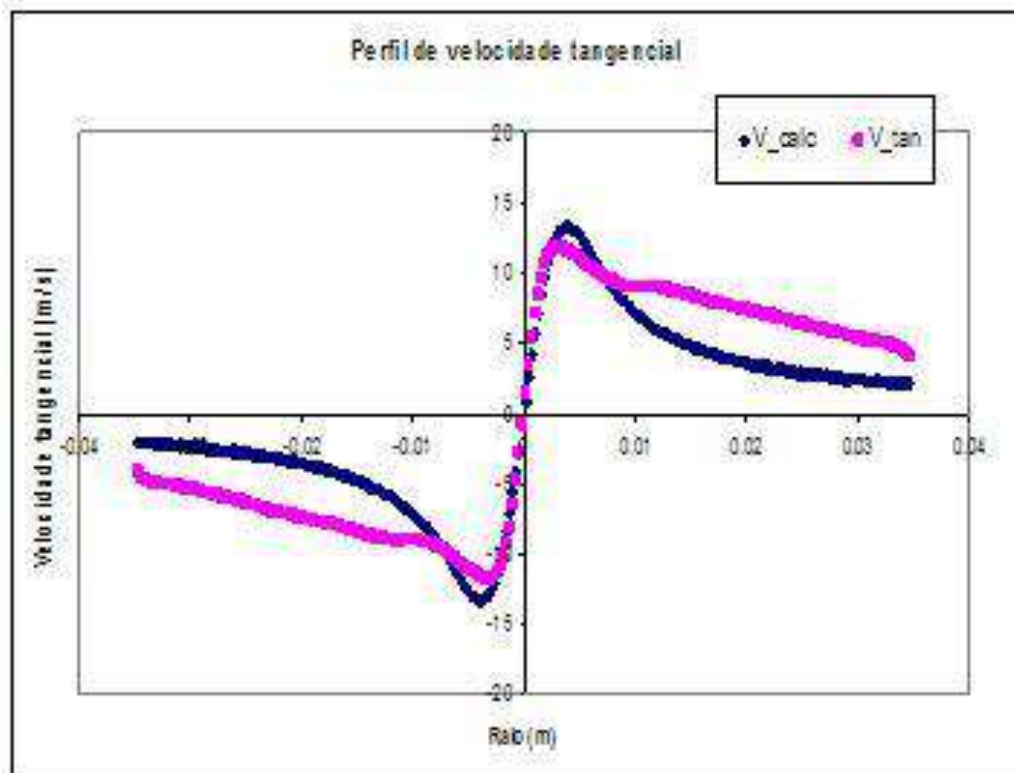


Figura 13. Comparação de um perfil de velocidade tangencial de um hidrociclone conceitual – gerado usando a solução dos Vortex de Burgers com resultados experimentais

6.4.5 Condições de contorno

As condições de contorno inicialmente prescritas foram: vazão mássica total nas entradas, referente à vazão volumétrica dada no artigo (Thew & Neshati, 1987) de 100 [l/min]; vazão mássica no overflow (1% da vazão na entrada), e pressão prescrita no underflow.

Após alcançar um regime estabelecido (em torno de 3,5 [s] de simulação), foi adotada uma nova condição de contorno para o underflow, com a pressão radialmente distribuída usando a opção de ajuste de pressão por vazão mássica prescrita.

6.4.6 Critério de convergência

O critério de convergência utilizado foi o RMS (raiz do desvio quadrático médio). O resíduo máximo permitido foi de 10^{-5} .

6.4.7 Tempo total de simulação

O critério de parada adequado para a simulação de um hidrociclone é deixar que a simulação alcance pelo menos três vezes o tempo de residência do fluido. A simulação foi rodada até 4,6 [s], quando se verificou não haver mais mudanças significativas nos perfis de velocidade axial e tangencial.

6.5 Simulação da fase dispersa

Com os resultados da fase contínua, foram rodadas as simulações da fase dispersa. Foram consideradas constantes a densidade e a viscosidade da fase discreta (óleo), com valores iguais a 840 [kg/m³] e 0,01 [Pa·s], respectivamente.

O acoplamento entre as fases foi de “uma-via”, com 0,1% em volume da fase dispersa entrando com a fase contínua.

6.5.1 Modelo de arraste

Analisando o caso atual, devido ao tamanho bastante reduzido das gotas, é improvável que essas sofram qualquer tipo de deformação. Com isso, um modelo de arraste padrão simples para uma partícula esférica pode ser aplicado. O modelo de (Morsi & Alexander, 1972), disponível na interface do ANSYS Fluent foi inicialmente utilizado.

Para confirmar que para os diâmetros de gotas utilizado neste trabalho a deformação das gotas não influencia no arraste, foi implementado, através de uma rotina no ANSYS Fluent utilizando a ferramenta *User Defined Function* (UDF), o modelo de arraste de (Ishii & Zuber, 1979). Nesta rotina, a deformação das gotas é levada em consideração, conforme descrito no item 4.6.2.

A rotina implementada encontra-se descrita no ANEXO A.

6.5.1.1 Avaliação do modelo de arraste implementado

Como um primeiro teste, foi rodado um caso no Fluent para avaliar o funcionamento desta rotina, e verificar a influência do modelo de arraste no escoamento da gotícula.

Neste caso, a geometria estudada foi um canal bidimensional, no qual um fluido (água) foi mantido estagnado e uma gota de óleo foi inserida no fundo do canal. Desta forma, foi acompanhado o movimento da gota, que pela ação do empuxo devido à diferença de densidade em relação ao meio contínuo, adquire um movimento ascendente, com uma dada velocidade terminal, que é função do tamanho da gota e do arraste.

A geometria testada foi um canal de 1m de altura por 20cm de largura, conforme a Figura 14.

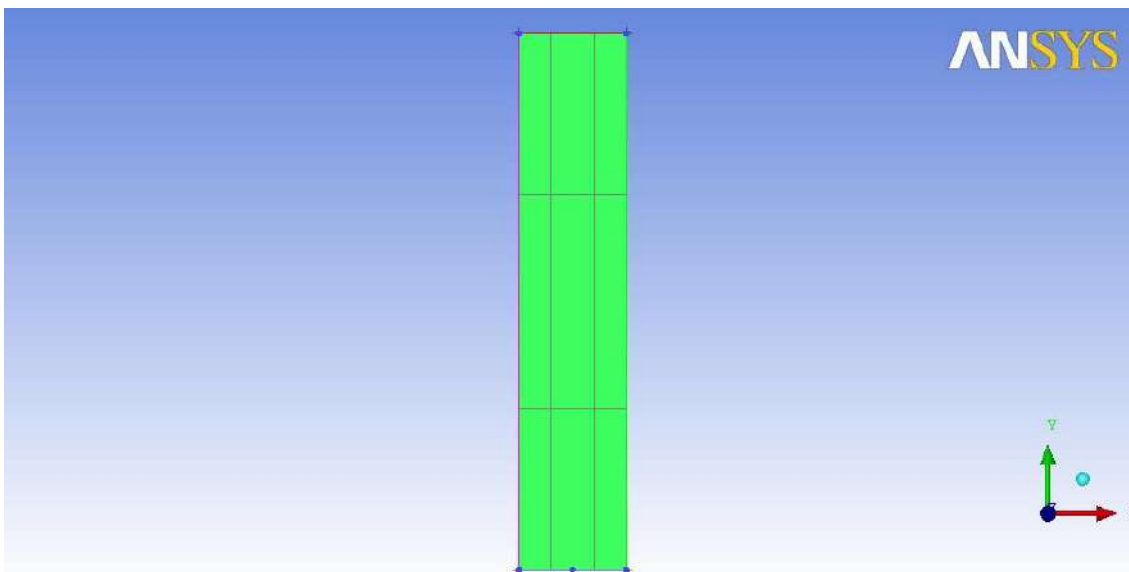


Figura 14. Geometria utilizada para o teste da rotina de implementação do modelo de arraste de Ishii-Zuber

Sobre esta geometria foi gerada uma malha hexaédrica, com cerca de 25000 elementos. Uma parte desta malha pode ser analisada na Figura 15.

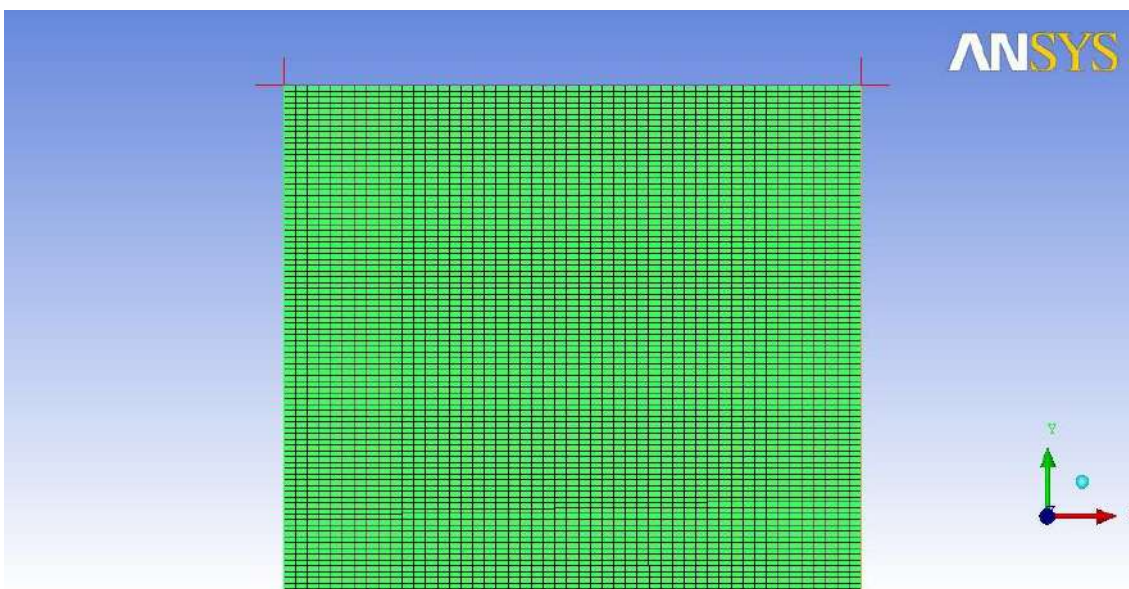


Figura 15. Malha utilizada para avaliação da rotina para modelo de arraste de Ishii-Zuber

Neste teste foram comparados o tempo de residência, a velocidade terminal atingida e o Reynolds de partícula para 3 diferentes diâmetros de gota. Os valores de diâmetros escolhidos foram o menor e o maior diâmetro utilizado no estudo do hidrociclone (20 μm e 60 μm , respectivamente) e um diâmetro bem maior (1mm), no qual era esperado que a deformação da bolha provocasse algum efeito no arraste. Os resultados estão sumarizados na Tabela 2.

Conforme era esperado, para as gotículas utilizadas no estudo do hidrociclone, que são muito pequenas e praticamente não se deformam, os dois modelos de arraste não apresentam praticamente nenhuma diferença no tempo de residência da gota no domínio, nem em seus valores de velocidade terminal.

Para a gota de 1mm, no entanto, houve uma significativa variação no tempo de residência da gota, o que mostra que a deformação da gota tem um papel significativo no arraste.

Com isso, podemos considerar que a rotina implementada para o coeficiente de arraste está funcionando corretamente, podendo ser aplicado no estudo do hidrociclone.

Tabela 2. Avaliação dos modelos de arraste

d_p	Modelo de Arraste	t [s]	v_T [m/s]	Re_p []	Δt [%]	Δv [%]	ΔRep [%]
20 [micra]	Morsi-Alexander	29082.98	3.438E-05	6.840E-04	0.10	-0.24	-0.15
	Ishii-Zuber	29112.19	3.430E-05	6.830E-04			
60 [micra]	Morsi-Alexander	3231.42	3.090E-04	1.848E-02	0.96	-0.81	-0.95
	Ishii-Zuber	3262.46	3.065E-04	1.830E-02			
1 [mm]	Morsi-Alexander	32.58	3.274E-02	3.258E+01	-5.77	-0.45	-0.45
	Ishii-Zuber	30.70	3.259E-02	3.244E+01			

6.5.2 Forças adicionais

Dada a configuração do problema, as únicas forças adicionais consideradas foram a força de dispersão turbulenta, que contabiliza a influência da turbulência da fase contínua no movimento da fase discreta, e a força de massa virtual, devido à pequena diferença das massas específicas das fases contínua e discreta, conforme recomendado (Tsuji, Crowe, & Sommerfeld, 1997).

6.5.3 Distribuição de tamanho de gotas

No artigo usado como referência (Thew & Neshati, 1987) foram usados diâmetros de gotas variando entre 17 e 63 [μm]. Optou-se então por injetar gotas com diâmetros variando segundo uma distribuição uniforme, com diâmetros entre 20 e 60 [μm]. Foi acompanhado o número de partículas que entravam no hidrociclone e o número de partículas que deixavam o hidrociclone pelo *underflow* e pelo *overflow*. Dessa forma, pode-se calcular a eficiência do hidrociclone para cada tamanho de partícula. Os resultados são apresentados e discutidos na próxima seção.

6.5.4 Avaliação da eficiência de remoção de gotas

A eficiência total de remoção de óleo do hidrociclone é avaliada como:

$$\epsilon = \frac{\text{Óleo removido}}{\text{Óleo alimentado}} \quad (60)$$

Esse cálculo será feito baseado no número de gotículas efetivamente calculado para cada um dos diâmetros simulados. Serão consideradas removidas as partículas que deixam o equipamento pelo *overflow*. Podemos então relacionar o número de partículas que entram no hidrociclone com o número de partículas que é removido. Dessa forma, a eficiência do equipamento, para cada diâmetro de gota, será calculado por:

$$\epsilon = \frac{\text{N}^\circ \text{ de partículas que saem pelo } \textit{overflow}}{\text{N}^\circ \text{ de partículas alimentadas}} \quad (61)$$

7 Resultados e Discussão

7.1 Análise qualitativa do escoamento

7.1.1 Linhas de corrente

Com a finalidade de por em evidência o comportamento em espiral ascendente e descendente no interior do hidrociclone, foram representadas as linhas de corrente para o escoamento, como mostradas na Figura 16.

De modo geral, a figura mostra claramente duas correntes de fluxo, uma ascendente na região central do hidrociclone e outra descendente nas proximidades das paredes cilindro-cônicas do mesmo, por onde a maior parte da vazão alimentada deixa o equipamento. Este comportamento foi observado por diversos autores em trabalhos numéricos e experimentais com hidrociclones.

Através da figura podemos também concluir que o modelo de turbulência foi adequado para simulação do hidrociclone, sendo capaz de capturar a alta curvatura das linhas de corrente.

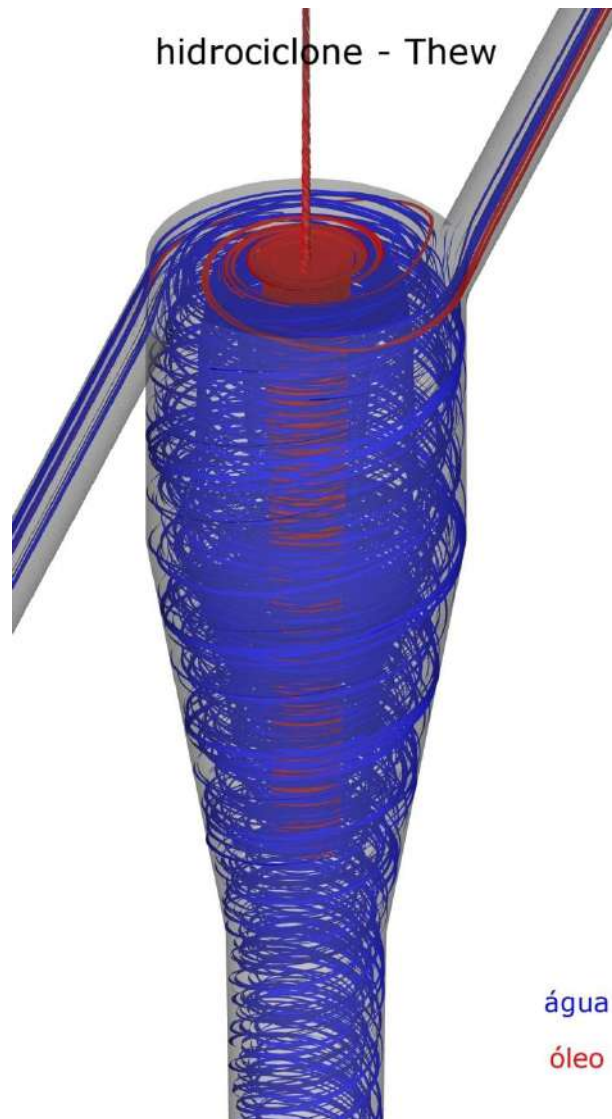


Figura 16. Linhas de corrente para o escoamento da água como fase contínua

7.1.2 Contornos de velocidade

Através da Figura 17 percebe-se claramente que a simulação foi capaz de reproduzir o perfil de velocidade tangencial esperado para o hidrociclone, com isosuperfícies de maior velocidades sendo cilindros concêntricos ao eixo do hidrociclone.

Velocidade tangencial no plano central do HC

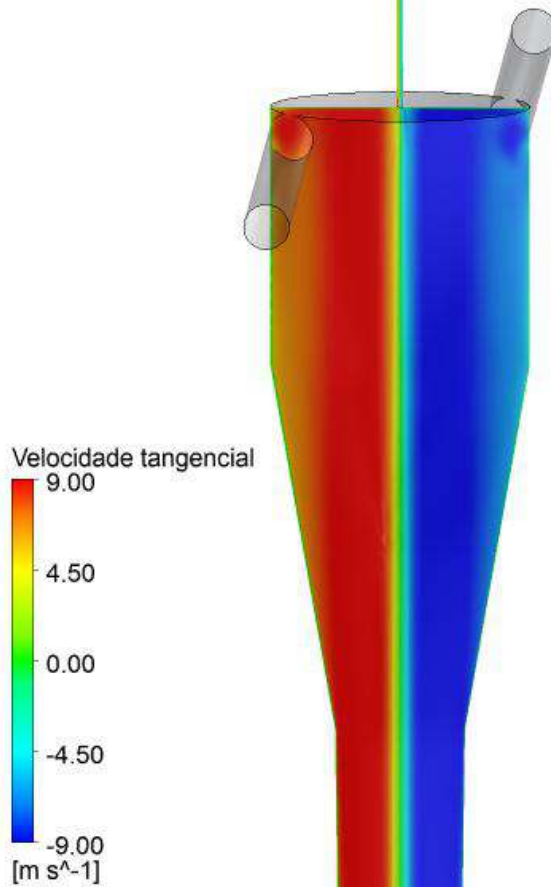


Figura 17. Contornos de velocidade tangencial no plano central do hidrociclone

7.1.3 Contornos de pressão

Através do corte no plano central do hidrociclone, que pode ser visualizado na Figura 18, nota-se que a pressão segue o comportamento esperado para um hidrociclone, aumentando com o raio do centro para as paredes. Este gradiente de pressão é o responsável pela separação das fases em um hidrociclone, “empurrando” a fase menos densa para o centro.

Na Figura 19 verifica-se que esta distribuição de pressão se mantém ao longo de todo o eixo do hidrociclone, com as pressões mais altas próximas às paredes e reduzindo em direção à linha central do hidrociclone.

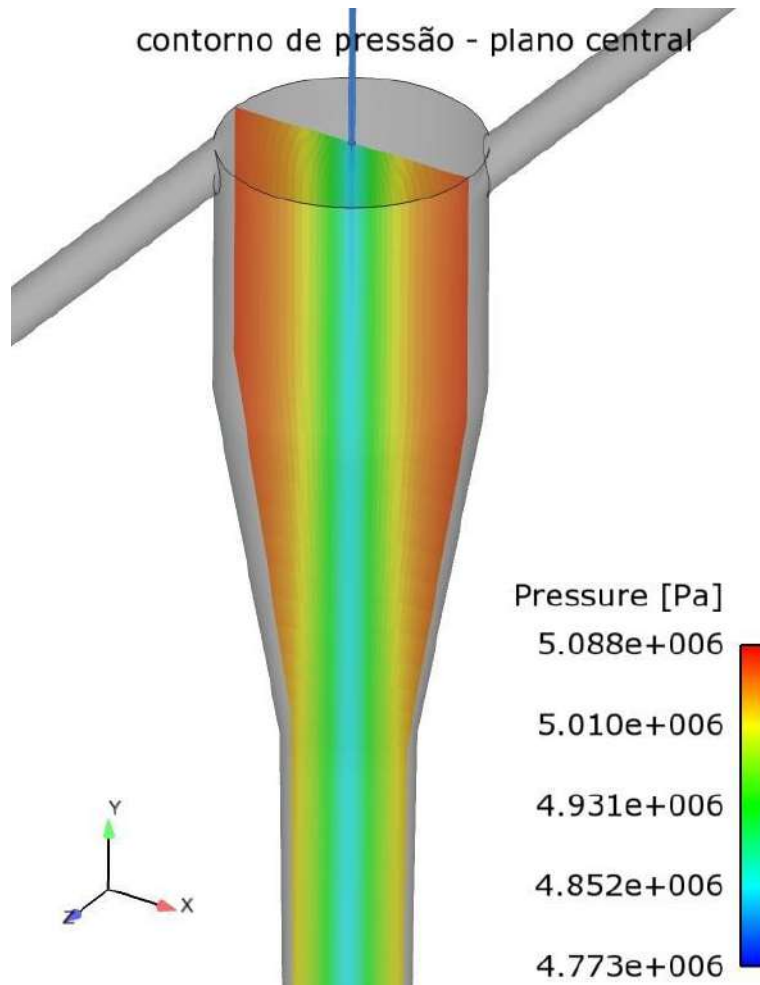


Figura 18. Contorno de pressão em um plano central do hidrociclone, com água como fase contínua

Contornos de pressão ao longo do eixo do hidrociclone

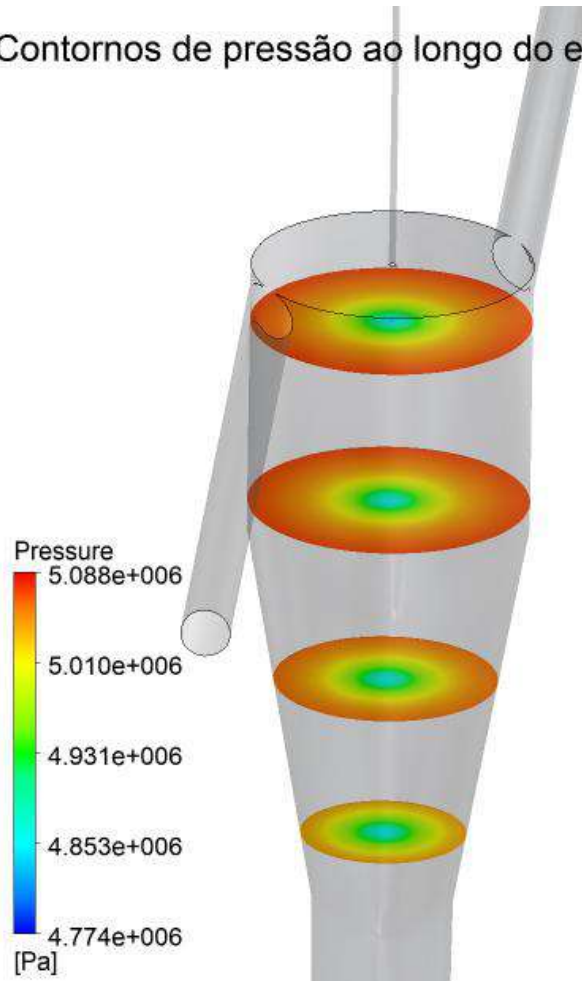


Figura 19. Contornos de pressão ao longo do eixo do hidrociclone

7.2 *Análise quantitativa do escoamento*

7.2.1 **Perfis de velocidade**

Os resultados de velocidade axial e tangencial foram plotados em cinco linhas ao longo do eixo do hidrociclone. A Tabela 3 mostra a posição de cada uma das linhas, medidas a partir do overflow.

Tabela 3. Posições das linhas medidas a partir do overflow

Linha	Posição (m)	Z
Linha 1	$3,80 \times 10^{-2}$	
Linha 2	$7,60 \times 10^{-2}$	
Linha 3	$1,00 \times 10^{-1}$	
Linha 4	$1,50 \times 10^{-1}$	
Linha 5	$3,10 \times 10^{-1}$	

7.2.1.1 Resultados da simulação monofásica utilizando o software CFX

Inicialmente as simulações monofásicas (somente água) do escoamento no hidrociclone foram realizadas no software comercial CFX.

Os perfis de velocidade tangencial e axial foram plotados para cada uma das linhas no último passo de tempo simulado.

Os perfis de velocidade axial e tangencial obtidos com o CFX (Figura 20 e Figura 21) são típicos de hidrociclones, com picos bem pronunciados na região mais próxima ao eixo do hidrociclone, característica do efeito ciclone.

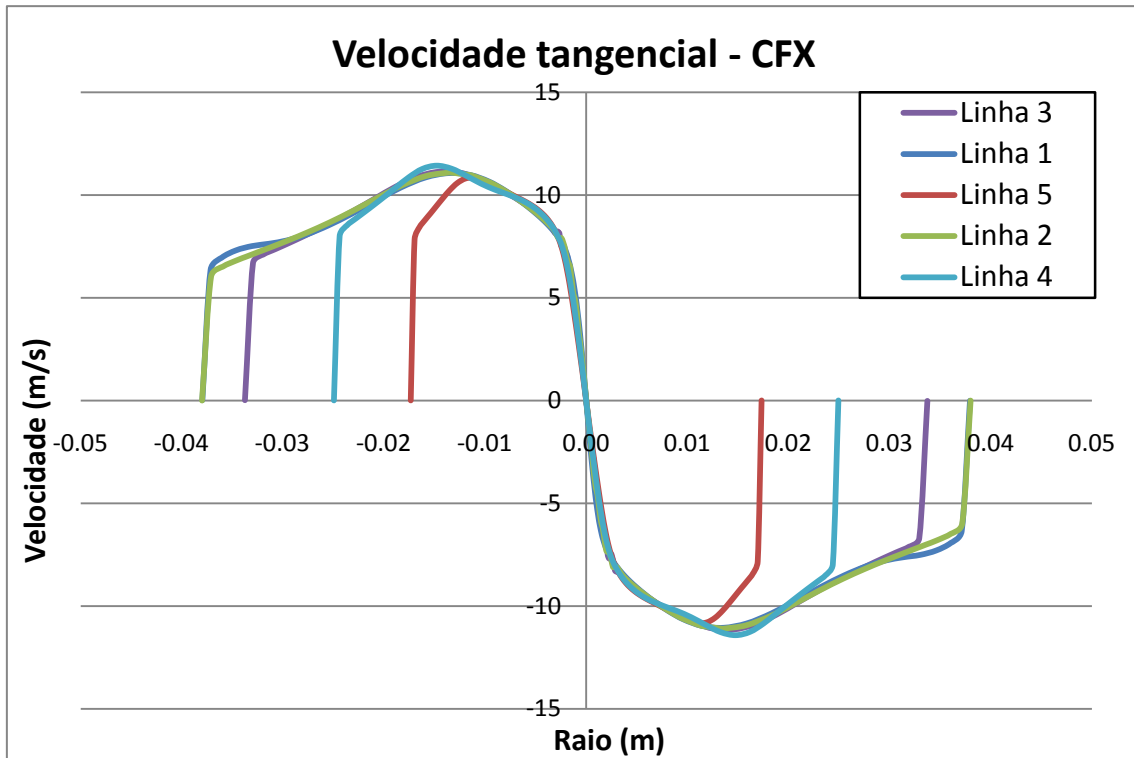


Figura 20. Perfis de velocidade tangencial para diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone no último passo de tempo simulado no CFX

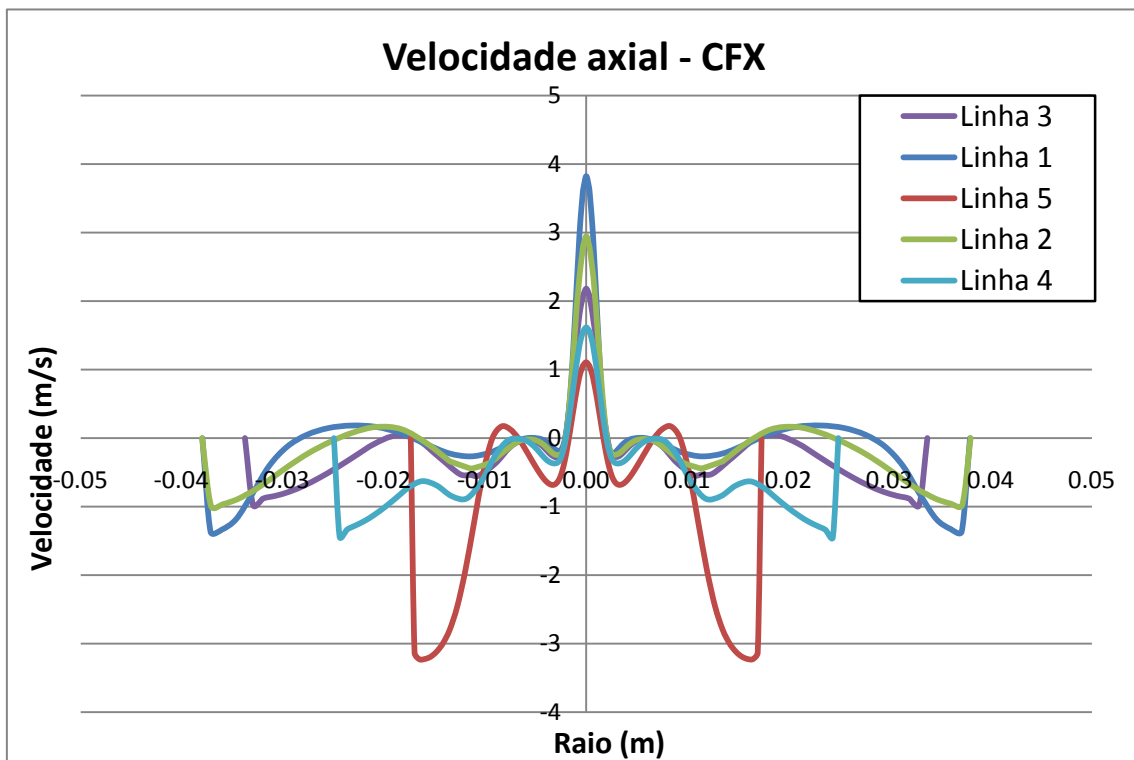


Figura 21. Perfis de velocidade tangencial para diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone no último passo de tempo simulado no CFX

7.2.1.2 Resultados da simulação monofásica utilizando o software Fluent

Segundo (Svarovsky, 1984) uma isosuperfície de maior valor de velocidade tangencial deve ser um cilindro concêntrico ao eixo do hidrociclone. Podemos ver na Figura 22 que os resultados obtidos na simulação do escoamento monofásico no interior do hidrociclone utilizando o software Fluent reproduzem este comportamento esperado.

Os perfis de velocidade axial, mostrados na Figura 23, mostra a corrente ascendente no centro do hidrociclone e a corrente descendente próximo à parede, conforme descrito no item 1.3.

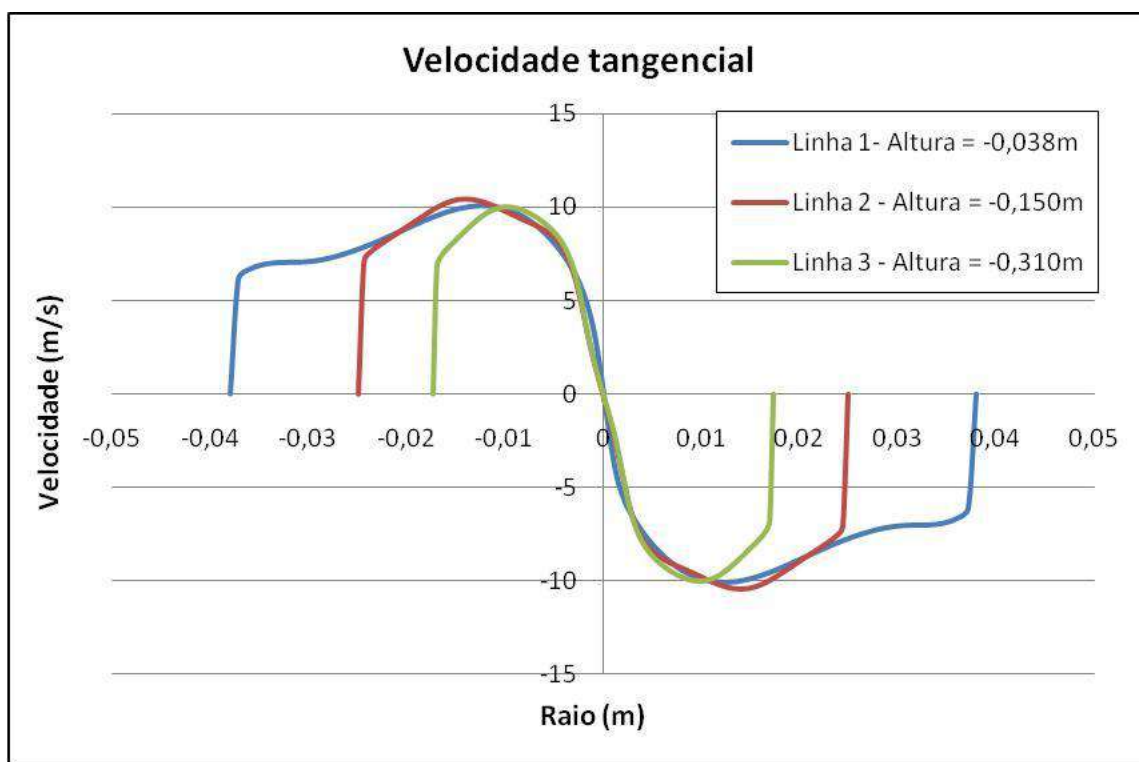


Figura 22. Perfis de velocidade tangencial em diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone (Fluent)

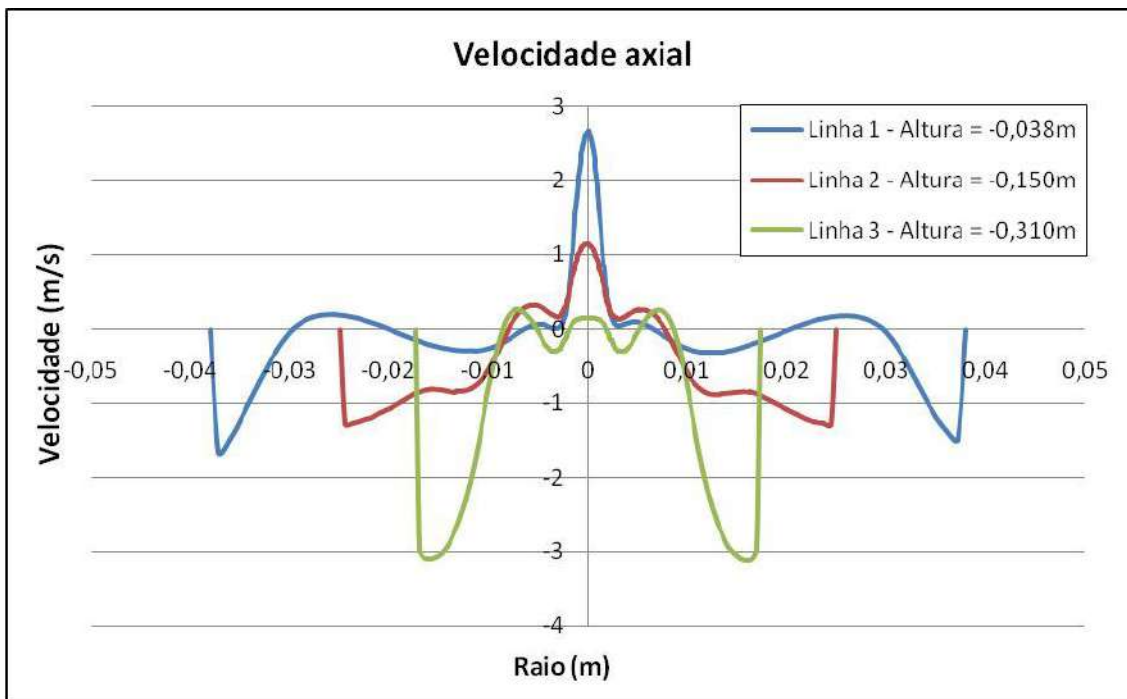


Figura 23. Perfis de velocidade axial em diversas linhas ao longo do eixo do hidrociclone (Fluent)

7.2.1.3 Comparação dos perfis de velocidade obtidos nos dois softwares

Os resultados da simulação da fase contínua para os dois softwares foram bastante concordantes. Para melhor comparação, a Figura 24 mostra a comparação dos perfis de velocidade tangencial para o último passo de tempo simulado para os dois softwares, para uma das linhas referidas no tópico anterior.

Os perfis de velocidade axial e tangencial obtidos, em ambos os softwares são típicos de hidrociclones, com picos bem pronunciados na região mais próxima ao eixo do hidrociclone. Essa é uma característica do efeito ciclone que impõe um perfil de velocidade tangencial diferente do que é apresentado na rotação de um corpo rígido.

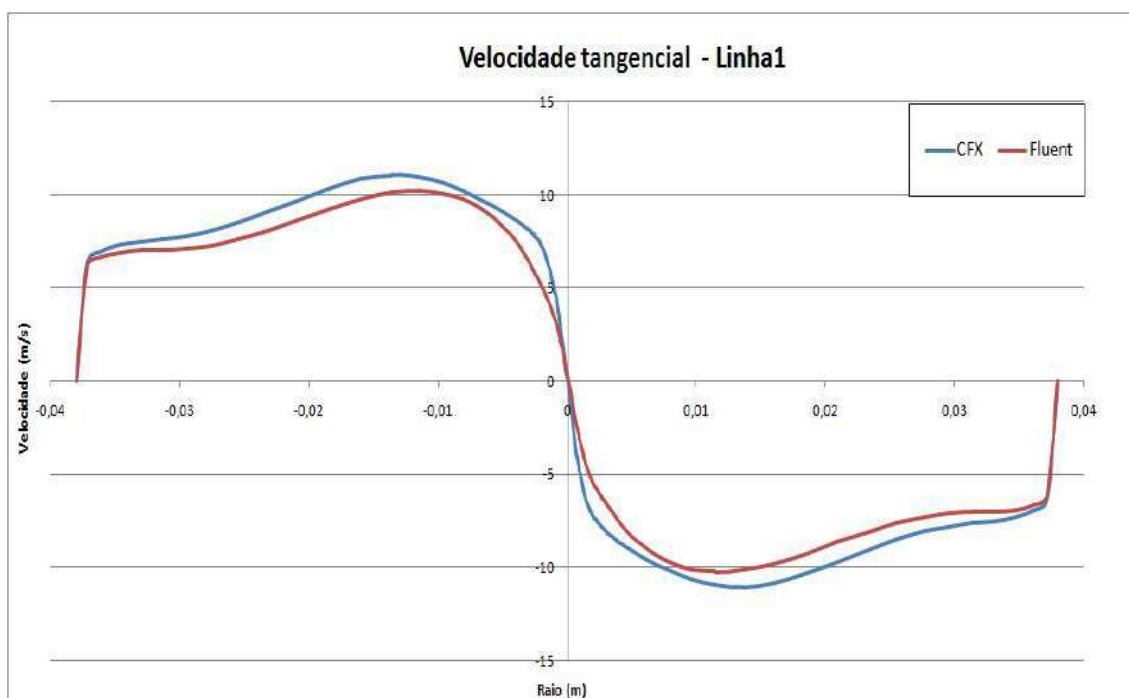


Figura 24. Comparação dos perfis de velocidade tangencial obtidos nos dois softwares, no último passo de tempo simulado.

7.3 Eficiência de remoção de gotas

A eficiência do hidrociclone na remoção de óleo para cada os diâmetros de gota adimensionalizados pelo d_{75} (diâmetro de gota com 75% de chance de ser removida) pode ser analisada na Figura 25, sendo ligeiramente superiores aos valores obtidos experimentalmente no artigo usado como referência (Thew & Neshati, 1987). Os diâmetros de gota foram adimensionalizados pelo diâmetro de corte d_{75} porque no artigo os resultados são expressos dessa forma. No entanto, a curva obtida na simulação apresentou eficiências menores para pequenos diâmetros de gotas (menores que $1 \mu\text{m}$). Pode-se atribuir as discrepâncias entre os valores de eficiência obtidos na simulação e os resultados obtidos por Thew às incertezas nos dados experimentais e por operações de adimensionalização realizadas pelo autor do experimento, que não estavam detalhadas nos artigos publicados. De forma geral, a concordância obtida entre os dados experimentais e as simulações foi boa.

Comparando os resultados de eficiência para as simulações utilizando a correlação de arraste de Morsi e Alexander e a de Ishii-Zuber, praticamente não existem diferenças nas eficiências alcançadas em toda a faixa de diâmetros estudada, conforme pode ser observado na Figura 26. Isto se deve ao fato de que as gotículas estudadas são muito pequenas, não se deformando durante o escoamento. Dessa forma, conforme analisado no item 6.5.1.1, os dois modelos para o coeficiente de arraste deveriam apresentar comportamentos praticamente idênticos das gotículas.

A diferença entre os resultados obtidos para os valores de d_{75} mostrados na Figura 26 utilizando a correlação de arraste de Morsi e Alexander e a de Ishii-

Zuber deve ser apenas uma questão numérica. Deve-se considerar que as gotas foram injetadas com um tamanho randômico seguindo uma distribuição uniforme. Embora nos dois casos tenham sido injetado o mesmo número de gotas, seguindo a mesma distribuição, não necessariamente foram as mesmas gotas injetadas nos dois casos.

Caso se levasse em conta a possibilidade de coalescência de gotículas, e essas atingissem diâmetros maiores, a influência da deformação das gotículas na força de arraste poderia ser decisiva no cálculo da eficiência de arraste.

O valor de d_{75} (diâmetro da partícula com 75% de chance de ser capturada) foi 26,2 μm para o modelo de arraste de Morsi e Alexander e 27 μm para o modelo de arraste de Ishii-Zuber.

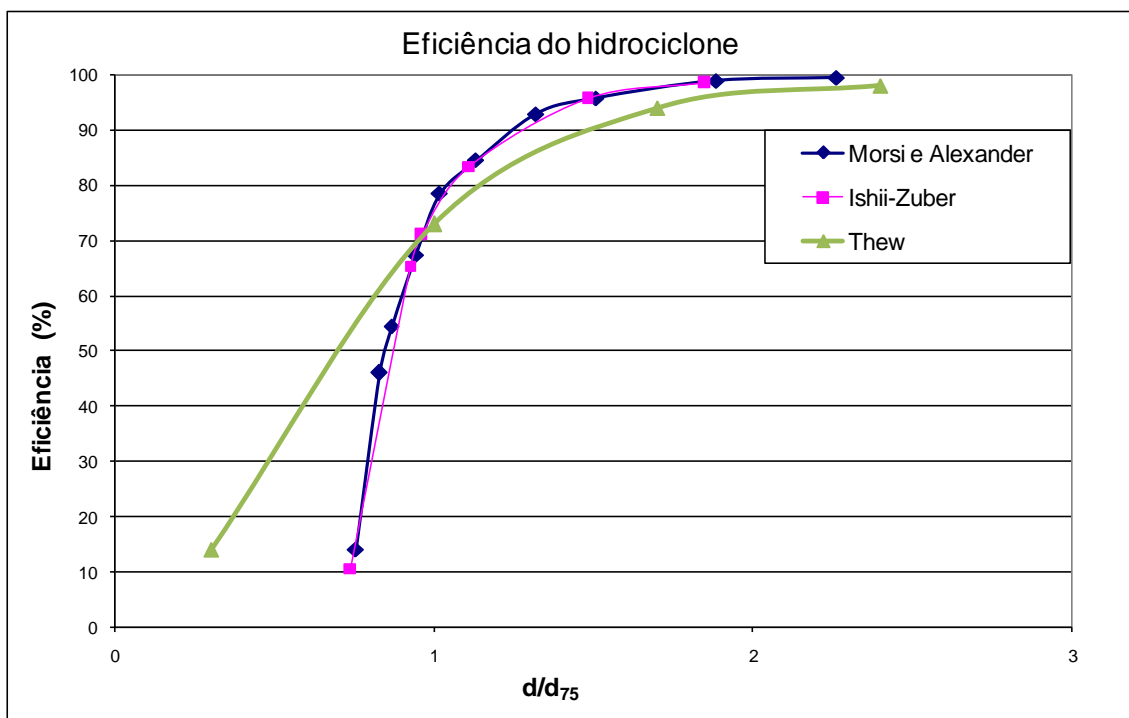


Figura 25. Comparação das eficiências de remoção de gotas de óleo do hidrociclone simulado e dados experimentais.

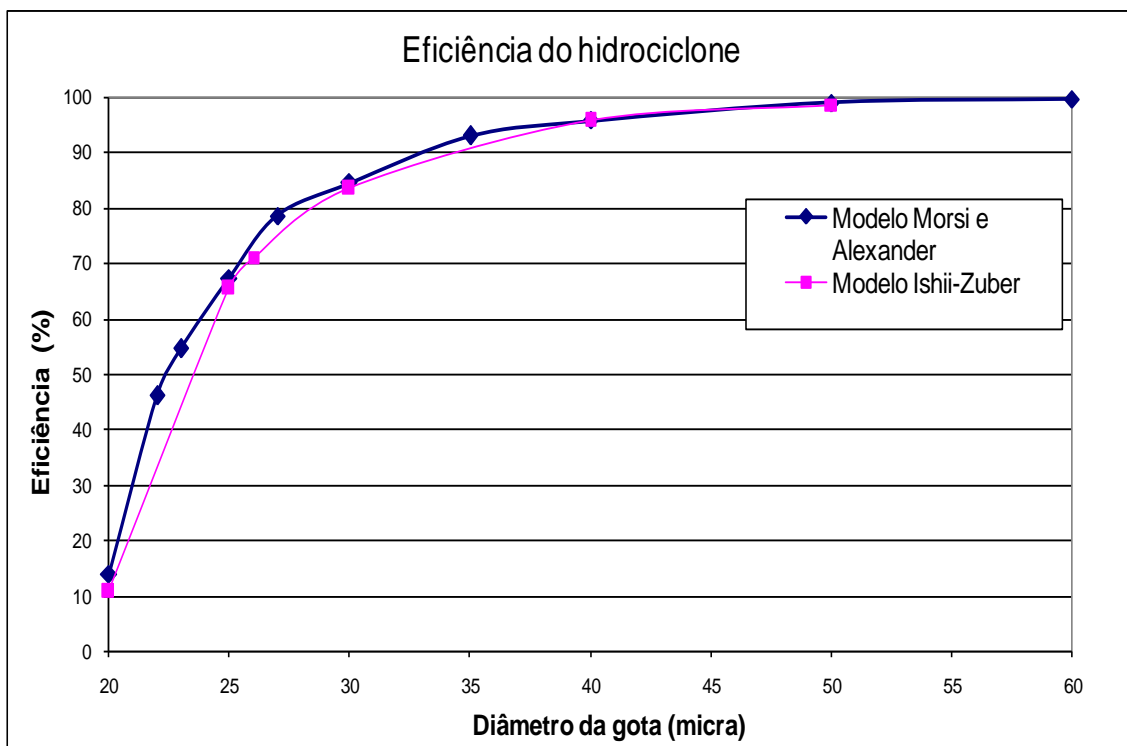


Figura 26. Comparação das eficiências de remoção de óleo para os dois modelos de arraste utilizados

8 Conclusões

Quanto ao modelo de turbulência escolhido, verificou-se que modelos a duas equações, como o $k-\varepsilon$ retornavam resultados não coerentes com os observados experimentalmente, predizendo uma difusão exagerada, levando a um perfil rotacional de um corpo rígido. Na Figura 12 pode-se observar a diferença nos perfis de velocidade tangencial para um hidrociclone conceitual obtidos utilizando um modelo baseado no transporte dos componentes dos tensores de Reynolds e um modelo a duas equações.

Chegou-se a conclusão de que é necessária a utilização de modelos que levam em conta a anisotropia turbulenta. O modelo de turbulência utilizado ao longo do trabalho (SSG), que é um modelo baseado no transporte dos componentes dos tensores de Reynolds, foi capaz de lidar com a anisotropia da turbulência, sendo capaz de capturar as curvaturas das linhas de corrente.

A inicialização do campo de velocidade tangencial através do uso da solução analítica das equações de Navier-Stokes para vórtices de Burgers conforme descrito na seção 6.4.4 mostrou-se uma ferramenta poderosa para redução do tempo computacional gasto na simulação transiente de hidrociclones, pois permite inicializar a simulação já com o fluido com uma velocidade tangencial próxima à que deveria atingir após o desenvolvimento do escoamento.

O set-up utilizado, com as condições de contorno descritas na seção 6.4.5, juntamente com a inicialização dos campos de velocidades descrito na seção 6.4.5 mostrou-se adequado para simulações de hidrociclones. O critério de convergência mostrou-se suficiente para obtenção de bons resultados. A escolha do passo de tempo da simulação, descrita na seção 6.4.2, foi adequada para convergência da simulação transiente do hidrociclone, com a malha hexaédrica escolhida.

As simulações numéricas foram capazes de representar o comportamento espiral do escoamento no interior do hidrociclone, com uma corrente de fluxo ascendente carregando a maior parte do óleo deixando o equipamento pelo *overflow* e outra corrente descendente nas proximidades das paredes do hidrociclone, que deixa o equipamento pelo *underflow*, com a maior parte da vazão alimentada, conforme pode ser visualizado na Figura 16.

O gradiente de pressão no interior do equipamento, que pode ser visualizado na Figura 18, responsável pela separação das fases em um hidrociclone também foi capturado na simulação. A fase menos densa é “empurrada” para o centro, deixando o hidrociclone com a espiral ascendente pelo *overflow*, enquanto a mais densa é “empurrada” de encontro à parede, deixando o equipamento pela espiral descendente pelo *underflow*.

Os perfis de velocidade axial e tangencial obtidos nos dois softwares utilizados são característicos de hidrociclones, com picos pronunciados na região mais próxima do eixo do hidrociclone. Essa é uma característica do efeito ciclone que impõe um perfil de velocidade tangencial diferente do que é apresentado na rotação de um corpo rígido. As isosuperfícies de maior velocidade são

cilindros concêntricos ao eixo do hidrociclone, conforme esperado (Svarovsky, 1984).

Os resultados da simulação da fase contínua para os dois softwares foram bastante concordantes, conforme a Figura 24.

A abordagem lagrangeana, com acoplamento “uma-via” mostrou-se adequada para simulação da fase dispersa, visto que a fração volumétrica de óleo presente é muito baixa (0,1%). Desta forma, a interação entre as partículas pode ser desprezada, assim como sua influência no escoamento da fase contínua.

Um caso teste, conforme descrito na 6.5.1, foi proposto para avaliação de um modelo de arraste que leva em consideração a deformação das gotas no cálculo do coeficiente de arraste (Ishii & Zuber, 1979). A implementação do modelo de arraste no Fluent foi bem sucedida. Já neste caso teste foi observado que para partículas na faixa de tamanho da simulação, os modelos de arraste para partículas esféricas e para deformáveis apresentam resultados praticamente iguais. Para gotas maiores a deformação das mesmas deveria ser levada em consideração, pois diferenças na velocidade terminal e número de Reynolds para a gota obtidos com os diferentes modelos de arraste são relevantes, conforme observado para a gota de 1 mm, conforme a tabela Tabela 2.

Pelo reduzido tamanho das gotículas utilizadas neste trabalho não ocorre deformação das mesmas. Por esse motivo o modelo de arraste padrão para partículas esféricas (Morsi & Alexander, 1972) é capaz de dar bons resultados. A diferença entre os resultados obtidos para os valores de d_{75} mostrados na Figura 26 utilizando a correlação de arraste de Morsi e Alexander e a de Ishii-Zuber deve ser apenas uma questão numérica. Deve-se considerar que as gotas foram injetadas com um tamanho randômico seguindo uma distribuição uniforme. Embora nos dois casos tenham sido injetado o mesmo número de gotas, seguindo a mesma distribuição, não necessariamente foram as mesmas gotas injetadas nos dois casos.

Os resultados de eficiência de remoção de óleo obtidos neste trabalho foram bastante concordantes com os resultados experimentais descritos no artigo utilizado com base, conforme observado na Figura 25. As curvas de eficiência de remoção de óleo para cada diâmetro de partícula apresentaram o comportamento observado experimentalmente, com a eficiência de remoção das gotículas de óleo sendo alta para gotículas a partir de 30 μm . As discrepâncias encontradas entre os resultados de eficiência medida experimentalmente e previstas numericamente podem ser justificadas por incertezas nos dados experimentais e por operações de adimensionalização realizadas pelo autor do experimento. Essas operações não constavam em detalhes nos artigos publicados. De qualquer forma os resultados são bastante coerentes e seguem as tendências físicas do escoamento.

A metodologia mostrou-se bastante promissora para simulação de hidrociclones. Os resultados foram bastante satisfatórios e o custo computacional razoável para a solução do escoamento da fase contínua. A

solução da fase dispersa, feita após o cálculo do escoamento da fase contínua, é ainda mais barata computacionalmente.

Dado o baixo custo envolvido na simulação, em comparação com o custo de um experimento, a metodologia obtida se mostrou satisfatória e pode ser aplicada como uma ferramenta de projeto para dimensionamento de hidrociclones para separação de baixos teores de óleo.

Para estudos futuros, sugere-se um estudo de independência de malha. Seria interessante também avaliar a influência de forças adicionais (*non-drag forces*) na transferência de momento entre as fases.

9 Bibliografia

- ANSYS CFX. (2005). CFX-11 Solver Theory. Canonsburg, USA: Ansys Inc.
- ANSYS Fluent 12.0. (2009). Theory Guide.
- Bird, R. B., Lightfoot, E. N., & Stewart, W. E. (2002). *Transport Phenomena* (2^a ed.). John Wiley & Sons.
- Bradley, D. (1965). *The Hydrocyclone*. Oxford: Pergamon Press Ltd.
- Colman, D. A., & Thew, M. T. (1980). Hydrocyclone to give a highly concentrated sample of a lighter dispersed phase. *International Conference on Hydrocyclones* (pp. 209-224). Cambridge: BHRA.
- Colman, D. A., Thew, M. T., & Corney, D. R. (1980). Hydrocyclones for oil/water separation. *International Conference on Hydrocyclones* (pp. 143-154). Cambridge: BHRA.
- Daly, B. J., & Halow, F. H. (1970). Transport Equations in Turbulence. *Phys. Fluids* , 13, pp. 2634-2649.
- Fox, R. (2006). *Introdução à mecânica dos fluidos* (6^a ed.). Rio de Janeiro: LTC.
- Gibson, M. M., & Launder, B. E. (1978). Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmospheric Boundary Layer. *J. Fluid Mech.* , pp. 491-511.
- Grotjans, H. (1999). Application of higher order turbulence models to cyclone flows. *VDI Verlag*, (pp. 175-182). Düsseldorf.
- Ishii, M., & Zuber, N. (1979). Drag Coefficient and Relative Velocity in Bubbly, Droplet or Particulate Flows. *AIChE J.* , 25, pp. 843-855.
- Launder, B. E., & Spalding, D. B. (1974). The Numerical Computation of Turbulent Flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* , pp. 269-289.
- Launder, B. E., Reece, G. J., & Rodi, W. (1975). Progress in the developments of a Reynolds-stress turbulence closure. *J. Fluid Mechanics* , 68, pp. 537-566.
- Maliska, C. R. (2004). *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional* (2^a ed.). Rio de Janeiro: LTC.
- Martins, L. M. (2007). *Caracterização experimental do escoamento no interior de um hidrociclone sem núcleo gasoso*. Engenharia Mecânica. Dissertação de mestrado. COPPE, UFRJ.
- Menter, F. R. (1994.). Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal* , pp. 1598-1605.

- Moraes, C. A., Hackenberg, C. M., Russo, C., & Medronho, R. A. (1996). Theoretical analysis of oily water hydrocyclones. *Hydrocyclones '96* (pp. 383-397). Londres: Mechanical Engineering Publications Limited.
- Morsi, S. A., & Alexander, A. J. (1972). An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems. *J. Fluid Mech.* , 55 (2), pp. 193-208.
- Patankar, S. V. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. Washington: Hemisphere Publishing Corporation.
- Peng, W., & Hoffmann, A. C. 19. Peng W, Hoffmann AC, Boot PJAJ, Udding A, Dries HWA, Ekker A, et al. Flow pattern in reverse-flow centrifugal separators. *Powder Technol* 2002;127:212–22.
- Peng, W., Boot, P., Udding, A., Hoffmann, A. C., Dries, H., & Ekker, A. (2001). Determining the best modeling assumptions for cyclones and swirl tubes by CFD and LDA. *International Congress for Particle Technology*; , pp. 1-8.
- Qian, F., Zhang, J., & Zhang, M. (2006). Effects of the prolonged vertical tube on the separation performance of a cyclone. *J. Hazard Mater* , pp. 822-829.
- Reynolds, O. (1895). On the dynamical theory of incomplete viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* .
- Schlichting, H., & Gersten, K. (2001). *Boundary Layer Theory*. Delhi, India: Rajkamal Electric Press.
- Silva Freire, Á., Menut, P., & Su, J. (1998). Anais da 1ª Escola de Primavera em Transição e Turbulência. *Coleção Cadernos de Turbulência. 1*. Rio de Janeiro: ABCM.
- Speziale, C. G., Sarkar, S., & Gatski, T. B. (1991). Modelling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach. *J. Fluid Mechanics* , 277, pp. 245-272.
- Svarovsky, L. (1984). *Hydrocyclones*. Pensilvânia: Technomic Publishing Co.
- Tennekes, H., & Lumley, J. L. (1970). *A first course in turbulence*. Londres: The MIT Press.
- Thew, M. T., & Colman, D. A. (1984). The concept of hydrocyclones for separating light dispersions and a comparison of field data with laboratory work. *2nd International Conference on Hydrocyclones* (pp. 217-232). Bath, Inglaterra: BHRA .
- Thew, M. T., & Neshati, K. (1987). Aspects of the performance and scaling of hydrocyclones for use with light dispersions. *3rd International Conference on Hydrocyclones* (pp. 167-180). Oxford: Elsevier Applied Science Publishers.
- Tsuji, Y., Crowe, C. T., & Sommerfeld, M. (1997). *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. CRC Press.

Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (1995). *An introduction to Computational Fluid Dynamics - The finite volume method*. Inglaterra: Longman Scientific & Technical.

Wang, B., Xu, D. L., Chu, K. W., & Yu, A. B. (2006). Numerical study of gas-solid flow in a cyclone separator. *Applied Math. Model*, pp. 1326-1342.

Wilcox, D. C. (1993). *Turbulence Modeling for CFD*. California: DCW Industries.

Wilcox, D. C. (1998). *Turbulence Modeling for CFD*. California: DCW Industries.

10 ANEXO A

Rotina utilizada no cálculo do arraste:

```

/*****
*****

UDF for computing Ishii-Zuber Drag Model for Sparsely Distributed
Fluid Particles

as used by CFX

Lucilla Almeida e Joao Aguirre (07/02/09)

*****/

#include "udf.h"

#include "math.h"

#include "dpm.h"

DEFINE_DPM_DRAG(ishii_zuber,Re,particle)

{

float
g,rho_water,mu_water,rho_oil,delta_rho,particle_d,sigma,Eo,CD_ellipse,
CD_cap,CD_SN,CD_sphere,CD_dist,CD;

sigma = 0.020; //N m^-1//

g = 9.81; //m s^-2//

rho_water = C_R(P_CELL(particle),P_CELL_THREAD(particle)); //kg m^-3//

mu_water = C_MU_L(P_CELL(particle),P_CELL_THREAD(particle)); //Pa s//

particle_d = P_DIAM(particle); //m//

rho_oil = P_RHO(particle); //kg m^-3//

```

```

delta_rho = rho_water - rho_oil;
Eo = (g * delta_rho * pow(particle_d,2.0))/sigma;

CD_ellipse = (2./3.) * sqrt(Eo);
CD_cap = 8./3.;
CD_SN = (24./Re) * (1 + (0.15 * (pow(Re, 0.687))));
if(CD_SN>=0.44)
    CD_sphere = CD_SN;
else
    CD_sphere = 0.44;

if(CD_ellipse<=CD_cap)
    CD_dist = CD_ellipse;
else
    CD_dist = CD_cap;

if (CD_sphere>=CD_dist)
    CD = CD_sphere;
else
    CD = CD_dist;

return (CD);
}

```