Anna Carolina Gomes da Costa

**A influência da convecção natural na
deposição assimétrica de parafina em dutos
horizontais de seção anular**

Projeto de Graduação

Projeto de Graduação apresentado ao Departamento de Engenharia Mecânica da PUC–Rio.

Orientador: Angela Ourivio Nieckele

Rio de Janeiro
Julho de 2017

Agradecimentos

Agradeço a minha orientadora, *Dra. Angela Ourivio*, por dividir comigo um pouco do seu imenso conhecimento e por dedicar tanto do seu tempo a me guiar enquanto escrevi este trabalho. Em nossos encontros semanais, sua paciência me permitiu aprender mais do que eu poderia imaginar. Muito obrigada por todas as inúmeras vezes que lhe enviava uma dúvida e você respondia prontamente independentemente da hora e do dia. Eu jamais imaginei, quando lhe pedi para me orientar, que eu receberia tanto apoio e me sinto lisonjeada que uma mente como a sua pôde passar tempo orientando essa tese. Não tenho palavras para descrever minha admiração por você, muito obrigada por permitir trabalhar com você tão de perto.

Resumo

A influência da convecção natural na deposição assimétrica de parafina em dutos horizontais de seção anular

O processo de deposição de parafina causa grandes prejuízos financeiros a indústria petrolífera. Por isso, estudos voltados a previsão da formação dos depósitos de parafina é um dos principais temas de estudo para garantia de escoamento. O óleo quando ainda dentro do reservatório se encontra em equilíbrio a altas temperaturas [$\approx 60^{\circ}\text{C}$] com a parafina dissolvida no petróleo. No entanto, com o início da produção, o transporte do óleo é feito em tubulações de centenas de quilômetros, com muita frequência no fundo do mar, em água fria [$\approx 4^{\circ}\text{C}$]. A solubilidade da parafina a baixas temperaturas é reduzida, dessa forma, a parafina sai de solução e se difunde em direção as paredes da tubulação, onde deposita, bloqueando a passagem de óleo. Sendo assim, esse depósito de parafina diminui a produtividade do poço e aumenta os gastos com medidas para remediar o problema, como por exemplo, a utilização de operação de *pigging*, i.e., passagem de equipamento chamado "PIG" para a retirada dos depósitos. O presente trabalho visa investigar numericamente, utilizando o *software* comercial Ansys CFX, a influência da convecção natural na determinação da espessura do depósito, em dutos horizontais anulares. O processo de deposição considerado consiste em assumir que o óleo se comporta como um fluido de Bingham, com tensão limite de escoamento dependente da temperatura. Verificou-se que a espessura do depósito é maior na parte inferior do duto anular, onde o fluido é mais frio devido aos efeitos da convecção natural, concordando com observações experimentais.

Palavras-chave

Deposição de parafina; Convecção Natural; Modelo de Bingham; Seção Anular; Simulação numérica;

Abstract

The influence of natural convection in the assymetric deposition of WAX in horizontal ducts of annular section

The process of deposition of paraffin causes great financial losses to the oil industry. Therefore, studies aimed at predicting the formation of paraffin deposits is one of the main topics of study to assure the flow. The oil while still inside the reservoir is in equilibrium at high temperature [$\approx 60^{\circ}\text{C}$] with the paraffin dissolved in the oil. However, with the beginning of production, the oil is transported through pipelines of hundreds of kilometers, often in deep waters where the temperature are low [$\approx 4^{\circ}\text{C}$]. The solubility of paraffin in low temperatures is reduced, so the paraffin leaves the solution and diffuses towards the walls of the tubing, where it deposits, blocking the passage of oil. Thus, this paraffin deposit decreases well productivity and increases costs with measures to remedy the problem, such as the use of it pigging operation, ie, passage of equipment called "PIG" for the removal of deposits. The present work aims to investigate the influence of natural convection on the determination of deposit thickness in horizontal annular ducts using Ansys CFX commercial *software*. The deposition process considered consists in assuming that the oil behaves like a Bingham fluid, with temperature-dependent yield stress. It was verified thicker deposit thickness at the inferior part of the annulus, where the fluid is cooler due to the natural convection effect, agreeing the experimental data.

Keywords

Wax Deposit; Natural Convection; Bingham Model; Annulus; Numerical Simulation

Sumário

Sumário das notações	8
1 Introdução	10
1.1 Objetivo	11
1.2 Organização do Manuscrito	12
2 Revisão Bibliográfica	13
3 Modelagem	16
3.1 Modelo Matemático	17
3.2 Modelo Numérico	22
4 Condições Experimentais de Referência	24
5 Validação	29
5.1 Convecção Forçada	29
5.2 Convecção Natural	31
6 Resultados	35
6.1 Teste de Malha	35
6.2 Ajuste de Parâmetros	36
6.3 Depósito para Diferentes Números de Reynolds	44
6.4 Resultados sem Convecção Natural	47
7 Conclusão	50

Lista de figuras

1.1	Duto bloqueado pelo depósito de parafina,[SUEZ Advanced Solutions Espana]	10
3.1	Geometria: seção anular	16
3.2	Gráfico tensão x deformação de um fluido de Bingham.	19
3.3	Tensão limite do modelo proposto por Minchola et al (2011)	19
4.1	Medição de massa específica da mistura	25
4.2	Ajuste da viscosidade plástica da mistura.	25
4.3	ΔP Experimental para diferentes Reynolds	27
5.1	Perfil de temperatura na convecção forçada	30
5.2	Perfil de velocidade na convecção forçada	30
5.3	Comparação com o perfil de temperatura radial KUEHN and GOLDSTEIN [1976]	32
5.4	Perfil de velocidade na convecção forçada	33
5.5	Comparação com o perfil de temperatura angular KUEHN and GOLDSTEIN [1976]	33
5.6	Comparação com o perfil de temperatura e linhas de corrente com KUEHN and GOLDSTEIN [1976]	34
6.1	Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$	37
6.2	Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-10\phi)$	38
6.3	Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$	39
6.4	Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-10\phi)$	39
6.5	Comparação caso 1 e 2	41
6.6	Influencia da tensão limite para $\alpha = -13, -15$ e -10	43
6.7	Viscosidade para diferentes números de Reynolds	45
6.8	Velocidade e temperatura para diferentes números de Reynolds	45
6.9	Comparação queda de pressão experimental e numérico para diferentes números de Reynolds	46
6.10	Comparação entre o perfil de velocidade e temperatura sem e com convecção natural	47
6.11	Comparação entre as espessuras do depósito com e sem convecção natural)	48

Lista de tabelas

4.1	Propriedades da mistura e depósito	24
4.2	Vazões impostas no experimento	26
4.3	Parâmetros adimensionais	26
4.4	Queda de Pressão Experimental para diferentes Reynolds para os últimos 400mm do duto	28
4.5	Depósito de parafina experimental para diferentes Reynolds no final do duto	28
5.1	Erro da validação da simulação de convecção forçada com a solução analítica	31
5.2	Parâmetros e Propriedades do fluido utilizados na simulação para validação com KUEHN and GOLDSTEIN [1976]	31
6.1	Teste de Malha. Gradiente de Pressão	35
6.2	Comparação gradiente de pressão experimental e da simulação com $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$ e $\mu_\infty = 100Pa \cdot s$	40
6.3	Comparação as espessuras do depósito experimental e da simulação com $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$ e $\mu_\infty = 100Pa \cdot s$	40
6.4	Gradiente de pressão para o caso com fluido Newtoniano fora do depósito versus fluido Newtoniano apenas acima da TIAC	42
6.5	$-d\bar{p}/dz$ para diferentes valores de $\tau_0(T)$	43
6.6	Depósito de parafina para diferentes Re com $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$	45
6.7	Comparação entre ΔP (Pa) do caso com convecção natural e sem convecção natural para $\tau_0 = 2000 \exp(13\phi)$ com fluido newtoniano apenas acima da TIAC	48
6.8	Comparação entre $-d\bar{p}/dz$ [mPa] do caso com convecção natural e sem convecção natural para $\mu_\infty = 100Pa \cdot s$ com $\tau_0 = 120,8 - 151 \times \phi$ se $T < 30^\circ C$	49

Sumário das notações

ρ	Massa específica	$[kg/m^2]$
ρ_0	Massa específica a T_H	$[kg/m^2]$
p	Pressão	$[Pa]$
Gr	Número de Grashoff	
Pr	Número de Prandtl	
Re	Número de Reynolds	
RR	Razão de raios	
D_H	Diâmetro hidráulico	
η	Raio adimensional	
ξ	Gap entre a parede interna e externa adimensional	
$\vec{V}$	Velocidade adimensional	
$\vec{v}$	Velocidade	$[m/s^2]$
$\vec{X}$	Vetor posição adimensional	
$\vec{x}$	Vetor posição	$[mm]$
w	Velocidade axial	$[m/s^2]$
w_m	Velocidade média axial	$[m/s^2]$
P_m	Perímetro molhado	$[mm]$
A_T	Área Transversal	$[mm]$
θ	Temperatura adimensional	
i	Energia Interna	$[J]$
β	Ângulo da secção anular	$[^\circ]$
θ_{TIAC}	TIAC adimensional	
Δp	Queda de pressão em 0,5 mm da secção desenvolvida	$[Pa]$
K_{eq}	Condutividade térmica equivalente adimensional	
Q_{cond}	Fluxo de calor devido a condução	
Q_{CFX}	Fluxo de calor na parede calculado pelo CFX	
q	Calor	$[J]$
Ra	Número de Rayleigh	
R_i	Raio interno	$[mm]$
R_e	Raio externo	$[mm]$
L	Gap entre a parede interna e externa	$[mm]$
μ_n	Viscosidade dinâmica da mistura acima da TIAC	$[Pa.s]$
ν	Viscosidade cinemática	$[m^2/s]$
μ	Viscosidade dinâmica	$[Pa.s]$
α	Difusividade térmica	$[m^2/s]$

μ_∞	Viscosidade dinâmica no depósito	$[Pa.s]$
μ_r	Viscosidade plástica dinâmicode Bingham	$[Pa.s]$
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação	$[1/s]$
$\tau_0(T)$	Tensão limite de escoamento	$[Pa]$
T	Temperatura	$[^{\circ}C]$
T_0	Temperatura de referência (T_H)	$[^{\circ}C]$
$TIAC$	Temperatura de aparecimento de cristais	$[^{\circ}C]$
T_C	Temperatura da parede fria	$[^{\circ}C]$
T_H	Temperatura da parede quente	$[^{\circ}C]$
$\vec{g}$	Aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
k	Condutividade térmica	$[W/m.K]$
β	Coeficiente de expansão térmica	$[1/^{\circ}C]$
ϕ	Temperatura admensional com TIAC de referência	
C_p	calor específico a pressão constante	$[J/kg.K]$

1

Introdução

A parafina, quando dentro do reservatório que se encontra a altas temperaturas, encontra-se dissolvida no óleo. Durante o processo de produção e no transporte do petróleo as tubulações de óleo entram em contato com água fria e a parafina sai de solução, eventualmente aderindo as paredes dos dutos (Fig. 1.1).

O processo de deposição de parafina nas paredes internas de tubulações de transporte de petróleo é um fenômeno que vem sendo largamente estudado. Isso porque o bloqueio total ou parcial dos dutos de petróleo diminui a produção do óleo, aumenta a energia necessária para seu bombeamento e pode inclusive resultar em perda total da tubulação. As consequências econômicas são, portanto, elevadas e colocam em risco a lucratividade do negócio, logo, prever a deposição de parafina nessas condições se torna uma tarefa crucial. A parafina se deposita quando o petróleo é resfriado abaixo da temperatura de aparecimento de cristais (TIAC) e por isso, esse processo é importante principalmente em produções *offshore*, onde a água do mar em grandes profundidades tem temperaturas nas quais a solubilidade da parafina é reduzida e os depósitos são formados.

Figura 1.1: Duto bloqueado pelo depósito de parafina,[SUEZ Advanced Solutions Espana]

Um caso marcante em que o depósito de parafina causou altos prejuízos financeiros aconteceu em 1994, com a Lasmos abandonando uma plataforma no mar norte no chamado Staffa Field. Apesar da vida do poço 3/8b-10 ter sido estimada, a princípio, em 7 anos a companhia decidiu abandonar a plataforma devido ao bloqueio da tubulação causado pela deposição de parafina, apenas

4 anos após o início das operações. É estimado que os custos da companhia devido ao abandono da plataforma foi de aproximadamente US\$100.000.000.

O processo de deposição de parafina é complexo e até os dias de hoje os mecanismos que regem o fenômeno não são bem entendidos [AZEVEDO and TEIXEIRA, 2003], havendo diversos modelos para representar o fenômeno [MERINO-GARCIA et al., 2007]. Devido a grande importância da previsão adequada da deposição da parafina, não só durante o projeto de tubulações, mas durante a produção, este é um tema de pesquisa muito importante na área de garantia de escoamento. O Laboratório de Engenharia de Fluidos do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio, junto com o Grupo de Dinâmica dos Fluidos Computacional, vem estudando criteriosamente o fenômeno. Experimentos bem controlados são realizados, medidas detalhadas da espessura do depósito variando com o tempo e posição são realizadas, e diferentes modelos são propostas, visando compreender os mecanismos relevantes ao processo.

Experimentos realizados por Cabanillas (2015) mostraram que os cristais se aglomeram na região próxima a parede, formando um gel, para eventualmente se depositarem. Minchola et al. (2011) modelaram o escoamento utilizando diversos modelos reológicos para representar o gel, considerando o fluido como não Newtoniano, e mostraram que o fluido de Bingham com tensão limite de escoamento dependente da temperatura representava bem o escoamento.

Veiga (2017) realizou experimentos no DEM, PUC-Rio, com uma mistura de C12, com 20% de parafina em massa, a qual era bombeada no espaço anular da tubulação, formado de dutos perfeitamente concêntricos. As temperaturas das paredes externa e interna eram mantidas constantes à 38°C e 12°C, sendo a temperatura externa acima da TIAC e a interna abaixo. Observou-se que a espessura do depósito de parafina no espaço anular era assimétrica, sendo a espessura do depósito maior na região inferior do duto. Especulou-se então que a maior deposição de parafina na parte inferior da parede interna do duto estava relacionada à convecção natural devido a diferença de temperatura entre a parede interna e externa da seção anular.

1.1

Objetivo

O presente trabalho visa investigar numericamente o efeito da convecção natural no processo de deposição para escoamento em um duto anular horizontal, visando reproduzir a experiência realizada por Veiga (2017). Será avaliado se este fenômeno é o responsável pela assimetria na espessura do depósito como observado. Considera-se o fluido com comportamento de um Fluido de

Bingham com tensões limites variando com a temperatura. Nas regiões onde a tensão é inferior a tensão limite, o fluido fica estagnado, formando o depósito sólido de parafina.

1.2

Organização do Manuscrito

Este trabalho está dividido em 6 capítulos, que visam não só apresentar a modelagem matemática do problema de deposição de parafina na seção anular em presença de convecção natural, como apresentar validações com a literatura antes da apresentação ao final do trabalho dos resultados e conclusões.

Neste primeiro capítulo apresentou-se a motivação e objetivo do trabalho. No capítulo 2 é feita uma breve revisão da bibliografia existente tanto para deposição de parafina como para convecção natural. Para em seguida, no capítulo 3 ser apresentada a modelagem do problema: equações governantes, a geometria, malha, hipóteses simplificadoras, condições de contorno e uma breve descrição do método numérico da resolução já que foi utilizado um pacote comercial. Além disso, são apresentados os resultados do teste de malha.

O capítulo 4 apresenta a validação dos resultados com a literatura para alguns casos particulares e validação com a solução analítica de um problema de convecção forçada pura.

No capítulo 5, são apresentados os resultados das simulações, são apresentados os perfis de temperatura, velocidade, espessuras dos depósitos e comparações com o experimento em que a simulação se baseia. Além disso, esse capítulo discute a influência da escolha dos parâmetros da simulação no resultado numérico.

Por fim, no 6º capítulo, há uma breve conclusão do trabalho e sugestões para trabalhos futuros.

2

Revisão Bibliográfica

A presente revisão bibliográfica visa abordar os trabalhos mais recentes sobre deposição de parafina em dutos, com foco especial nos mecanismos utilizados para modelar o fenômeno. Discute-se também convecção natural e forçada em tubulações de seção anular. Já existe na bibliografia disponível, boas revisões bibliográficas como as encontradas nos trabalhos de Azevedo e Teixeira (2003), Souza (2014) e Veiga (2017) no que tange deposição de parafina em dutos. Já para a convecção natural Goldstein e Khuen (1976) são referência com seu trabalho de resultados numéricos e experimentais para uma seção transversal anular.

O número de artigos publicados na área de deposição de parafina incrementou a partir de meados dos anos 90, talvez devido ao marco do início da exploração de poços em área com lâminas d'água de 700 metros de profundidade, aonde a temperatura da água é aproximadamente 4 °C e, consequentemente, a formação de depósitos de parafina nas tubulações de petróleo se tornou mais relevante para a indústria.

O processo de deposição de parafina ainda não é totalmente entendido, mas foram propostos alguns possíveis mecanismos para o fenômeno. Burger et al. (1981) e Merino et al (2007) citam a difusão molecular, movimento browniano, dispersão por cisalhamento e deposição gravitacional como estes possíveis mecanismos. Destes mecanismos o modelo de difusão molecular é o mais aceito, apesar de, segundo Azevedo e Teixeira (2003) em algumas condições de operação este mecanismo não ser predominante. De qualquer maneira, uma breve descrição dos modelos vai ser apresentada nesta revisão bibliográfica.

Como mencionado, se a temperatura do fluido em algum lugar da tubulação estiver abaixo da TIAC os cristais de parafina irão sair de solução. Como o fluido em regiões próximas a parede tem temperatura menor, a solução nesta região irá apresentar concentrações menores do que as demais e a parafina dissolvida irá se transportar em direção a parede por difusão molecular. Em seu trabalho, Burger et al.(1981) sugere a lei de Fick de difusão para estimar este fluxo de parafina.

Na deposição por difusão browniana o transporte ocorre devido ao gradiente dos pequenos cristais de parafina que se encontram fora da solução. Existindo um gradiente de concentração destes cristais eles se transportariam na direção de regiões com menor concentração. A difusão é browniana porque

os cristais colidem com moléculas de fluido termicamente agitadas dando origem a um movimento browniano, ou seja, aleatório, dos cristais fora de solução.

Caso os cristais fora de solução se acomodassem em um campo gravitacional devido a diferença de densidade dos cristais e da mistura de óleo poderia haver uma contribuição a formação do depósito de parafina. Esse mecanismo se chama deposição com acomodação gravitacional. No entanto, tanto Burger et al.(1981) quanto Leiroz (2004) mostraram que este efeito é desprezível.

Na deposição por dispersão de Taylor, ou dispersão por cisalhamento, o fluxo aumenta a difusividade da espécie, no entanto, diversos estudos apontam que a difusão por este mecanismo ocorre da região com maior cisalhamento para a direção com menor cisalhamento (Segre e Silberberg (1962), Brenner (1966) e Cox e Manson (1971). Isso quer dizer que, para escoamentos internos a difusão ocorreria na direção do centro da tubulação e não em direção as paredes.

Outro importante conceito introduzido por Singh et al. 2000) foi o de envelhecimento do depósito que é um processo de contra difusão. Por este processo moléculas de parafina poderiam sair do depósito ou entrar no depósito dependendo do número de carbono. Segundo os autores existe um número de carbono crítico acima do qual as moléculas se difundem para dentro do depósito e acima da qual as moléculas se difundem para fora do mesmo.

Já Bidmus e Mehrotra (2004) trataram o depósito de parafina como um problema que envolvia apenas transferência de calor e mudança de fase. No modelo proposto pela dupla a interface sólido líquido se movia com o aumento do depósito de parafina. Além disso, eles fizeram algumas medições da temperatura na interface sólido líquido e chegaram a conclusão de que ela era próxima a temperatura de aparecimento de cristais. O modelo deles teve boa concordância com dados experimentais.

O presente trabalho não irá prever o transporte de parafina como já explicado anteriormente, por isso, um modelo reológico no qual a tensão limite de escoamento do fluido varia com a temperatura será utilizado para prever a assimetria do depósito de parafina na seção anular. VINAY et al. [2005] propôs uma extensão do modelo de Bingham no qual a viscosidade plástica e a tensão limite do fluido são parâmetros que dependem da temperatura. Posteriormente BENALLAL et al. [2005] sugere um modelo de deposição de parafina a partir de fatores reológico. O trabalho introduz um modelo de Bingham e de Hershel-Bulckley com parâmetros reológicos dependentes da temperatura e da concentração de parafina. GHANAEI and MOWLA [2010] utilizou a mesma metodologia em seu trabalho combinando um modelo de

Herschel-Buckley com modelo de Richardson com dependência da taxa de deformação, porcentagem em massa de parafina sólida e grau API validando os resultados com petróleo do mar Norte obtendo, em média, um erro de 19,47 % . Em seu artigo Minchola et al (2011) observa que, para a região ainda não desenvolvida, o modelo reológico com tensão limite de escoamento variando com a temperatura melhora a previsão do modelo comparando-o com dados experimentais. Já na região desenvolvida, o autor explica que o modelo reológico não influencia a espessura do depósito de parafina porque a temperatura na interface fluido sólido nesta região é igual ou maior do que a TIAC e, para esta faixa de temperatura, o fluido se comporta como newtoniano.

A convecção natural em espaço anular entre duas paredes foi estudada por diversos autores incluindo Beckmann (1931), Voigt Krisher (1932), Liu Muller e Landis (1961) e mais recentemente Goldstein. Em seu trabalho de 1976, Kuehn e Goldstein (1976) estudam, experimentalmente e numericamente, a convecção natural pura em um espaço anular entre cilindros concêntricos. Eles estudaram a distribuição de temperatura e velocidade assim como os coeficientes de troca de calor nessa geometria usando o método de diferenças finitas para diversos números de Ra e de Pr. Esse trabalho, no entanto, se restringiu a números de Rayleigh de escoamentos laminares e portanto focará neste artigo. No capítulo de validação, um dos casos apresentados por Kuehn e Goldstein (1976) será comparado com resultados de simulações feitas usando o CFX. Posteriormente, Goldstein e Kuehn (1978) publicam mais um artigo sobre convecção natural só que desta vez estudando o escoamento turbulento em uma seção anular entre cilindros excêntricos.

3

Modelagem

Neste capítulo apresenta-se a modelagem utilizada para avaliar o campo de velocidade, pressão e temperatura avaliando a espessura do depósito. Inicialmente apresenta-se a modelagem do problema físico e a seguir o método numérico utilizado para a resolução destas equações. Na primeira seção são apresentadas as equações de governam o escoamento e as condições de contorno, a geometria do problema e o modelo de deposição de parafina. Já na segunda seção uma breve descrição do método de numérico utilizado no *software* comercial CFX da Ansys é feita, assim como são apresentados os critérios de convergência e os resultados do teste de malha.

O domínio de interesse foi definido de forma a representar o experimento do LEF(Laboratório de Engenharia de fluidos) do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio. A seção de teste utilizada nas experiências para medir a espessura do depósito consiste de um duto de seção anular com diâmetro interno R_i e externo R_e (Fig. 3.1]). O duto interno é de cobre. No interior do mesmo escoa água fria. A temperatura da superfície do cobre (T_c) foi medida sendo constante e uniforme ao longo do duto. É sob essa superfície que o depósito se forma. O duto externo encontra-se imerso em um banho de água quente, o que mantém sua temperatura (T_H) alta e uniforme ao longo do tempo e do comprimento da seção de teste. Considerou-se no presente trabalho, a hipótese de escoamento hidrodinamicamente e termodinamicamente desenvolvido, o que significa que variações axiais (na direção principal do escoamento) são desprezíveis. A hipótese de escoamento desenvolvido permite utilizar na análise um duto de pequeno comprimento L .

Figura 3.1: Geometria: seção anular

No problema modelado três mecanismos de transporte de energia ocor-

rem: condução, convecção forçada e convecção natural. Estudos recentes [VEIGA, H.M.B., 2017] mostram que a condução parece ser o mecanismo predominante dentro do depósito de parafina e como pode-se observar nos resultados posteriormente apresentados os perfis de temperatura dentro do depósito de parafina são característicos da condução.

A palavra convecção geralmente é usada para descrever os efeitos combinados de condução de calor (ou difusão) e de fluxo de fluido (ou advecção). A convecção forçada é um mecanismo de transferência de calor através de um fluido na qual o fluido é forçado a escoar sob uma superfície devido a forças externas. No presente caso, uma bomba impulsiona o fluido na direção axial. Já a convecção natural ocorre devido ao movimento natural no fluido devido as variações de densidade do fluido em função das variações de temperatura no mesmo. Na seção de teste, como o duto interno possui temperatura diferente do duto externo, ocorre uma troca de calor na seção transversal, e o fluido mais quente, mais leve sobe, e o fluido mais frio desce.

3.1

Modelo Matemático

O escoamento é governado pelas equações de conservação de massa, quantidade de movimento linear e energia, as quais são apresentadas a seguir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \vec{V}) = 0 \quad (3-1)$$

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = \rho \vec{g} - \nabla p + \nabla \bullet \bar{\tau} \quad (3-2)$$

$$\rho \frac{Di}{Dt} = -\nabla \bullet \vec{q} + \dot{q} + \bar{\tau} : \nabla \vec{V} - p \nabla \bullet \vec{V} \quad (3-3)$$

onde ρ é a massa específica, $\vec{V}$ é o vetor de velocidade, $\vec{g}$ a aceleração da gravidade, p a pressão, $\bar{\tau}$ é o tensor de tensões viscosas dado por:

$$\bar{\tau} = \mu \left[\nabla \vec{V} + (\nabla \vec{V})^T - \frac{2}{3} \nabla \bullet \vec{V} \right] \quad (3-4)$$

sendo μ a viscosidade molecular.

Na equação da energia, i é a energia interna, o segundo termo da Eq. (3-3) corresponde ao fluxo líquido difusivo de calor, $\dot{q}$ é a geração de energia, e os dois últimos termos representam a conversão de trabalho mecânico em energia interna. O fluxo difusivo de calor $\vec{q}$, é governado pela lei de Fourier, e depende da condutividade térmica k e da temperatura T de acordo com

$$\vec{q} = -k \nabla T \quad (3-5)$$

Na Eq.(3-3) a energia interna pode ser relacionada com a entalpia com $i = H + p/\rho$.

No presente trabalho as seguintes hipóteses foram consideradas: regime permanente, sem geração de calor, termo de conversão de energia mecânica em energia interna desprezível. A análise restringiu-se ao escoamento laminar hidrodinamicamente e termodinamicamente desenvolvido. Entalpia dependente somente de temperatura ($dH = C_p dT$, onde C_p é o calor específico a pressão constante).

Com relação as propriedades, considerou-se propriedades termo físicas, condutividade térmica e calor específico a pressão constante, como constantes. Para tratar a convecção natural (variação da massa específica com a temperatura), utilizou-se a hipótese de Boussinesq. Já a viscosidade foi modelada considerando o fluido não Newtoniano, quando a temperatura se encontra abaixo da TIAC (temperatura inicial de aparecimento de cristais). O modelo selecionado foi o modelo de Bingham. A seguir maiores informações são fornecidas com relação as essas duas últimas propriedades.

3.1.1

Convecção Natural: Hipótese de Boussinesq

De acordo com Boussinesq [BIRD et al., 2004], para pequenas variações de temperatura, o fenômeno da convecção natural pode ser modelado considerando a massa específica do fluido, ρ , dependente da temperatura, T , apenas no termo gravitacional da equação de conservação da quantidade de movimento linear.

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta(T - T_0)] \quad (3-6)$$

sendo β o coeficiente de expansão térmica da mistura, dado por:

$$\beta = \frac{1}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dT} \right)_P \quad (3-7)$$

O subscrito "0" indica valores de referência. No presente caso, T_0 é a temperatura da parede quente e ρ_0 é a massa específica avaliada nesta temperatura.

3.1.2

Modelo de deposição de parafina: Modelo de Bingham

De acordo com Cabanillas (2015) quando a parafina sai de solução ela forma um gel para depois depositar nas paredes do duto. Desta forma, segundo recomendações de Minchola et al (2011), utilizou-se neste trabalho que o processo de deposição é governado considerando o fluido como um fluido de Bingham [BIRD et al., 2004]. Um fluido de Bingham só escoar quando submetido a tensões acima da tensão limite quando passa a se comportar

como Newtoniano. A Figura 3.2 ilustra o comportamento da tensão τ_0 com a taxa de deformação $\dot{\gamma}$ em um fluido de Bingham.

Figura 3.2: Gráfico tensão x deformação de um fluido de Bingham.

No modelo proposto por Minchola et al (2011), quando a temperatura está acima da temperatura de aparecimento de cristais o fluido se comporta como newtoniano. Apenas em temperaturas abaixo da TIAC o fluido se comporta como não newtoniano, especificamente, como um fluido de Bingham. Ou podemos dizer que para $T > TIAC$, $\tau_0 = 0$. A tensão limite de escoamento, $\tau_0(T)$, varia com a temperatura sendo maior quão menor for a mesma. Desta maneira, em regiões próximas à parede interna, a tensão limite tem valores altos e o fluido é estagnado. Para estagnar o fluido aplica-se um valor alto para a viscosidade μ_∞ . A figura (3.3), exemplifica o comportamento do fluido do modelo:

Figura 3.3: Tensão limite do modelo proposto por Minchola et al (2011)

$$\text{se } T < TIAC: \begin{cases} \mu = \frac{\tau_0(T)}{\dot{\gamma}} + \mu_n(T) & \text{se } \dot{\gamma} > \frac{\tau_0(T)}{\mu_\infty} \\ \mu = \mu_\infty & \text{se } \dot{\gamma} < \frac{\tau_0(T)}{\mu_\infty} \end{cases} \quad (3-8)$$

$$\mu = \mu_{ref} \text{ se } T \geq TIAC \quad (3-9)$$

onde μ_n é uma viscosidade plástica do fluido de Bingham e $\tau_0(T)$ é a tensão limite quando o fluido se comporta como Bingham. Estes dois parâmetros variam com a temperatura como no modelo proposto por Minchola et al.(2011). μ_{ref} é a viscosidade newtoniana que é a viscosidade na temperatura quente T_H e μ_∞ é a viscosidade do depósito.

3.1.3

Equações de Conservação

Com essas hipóteses apresentadas e os modelos considerados, as equações de conservação podem ser substancialmente simplificadas. Introduzindo a seguinte adimensionalização

$$\vec{U} = \frac{\vec{u}}{w_m} \quad P = \frac{p^*}{\rho_0 w_m^2} \quad \theta = \frac{T - T_H}{T_C - T_H} \quad \vec{X} = \frac{\vec{x}_i}{D_h} \quad (3-10)$$

onde $p^* = p - \rho_0 \vec{g} \bullet \vec{x}_i$, o vetor posição é $\vec{x}_i = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ e $D_h = 2 (R_e - R_i)$ é o diâmetro hidráulico, obtemos as seguintes equações adimensionais

$$\nabla \bullet \vec{U} = 0 \quad (3-11)$$

$$(\nabla \vec{U} \vec{U}) = \frac{Gr}{Re^2} \theta \vec{k} - \nabla P + \frac{1}{Re} \nabla \bullet \left[\frac{\mu}{\mu_{ref}} \nabla \vec{U} \right] \quad (3-12)$$

$$\nabla(\vec{U} \theta) = \frac{1}{Re Pr} \nabla \bullet \left[\frac{k}{k_m} \nabla \theta \right] \quad (3-13)$$

onde Re é o número de Reynolds (razão entre forças de inércia e viscosas), Gr é o número de Grashof (razão entre forças de empuxo e viscosas), Pr é o número de Prandtl (razão entre difusividades que quantidade de movimento e térmica). Como a condutividade térmica do fluido k_m pode ser diferente da condutividade térmica do depósito k_d , a razão entre essas grandezas é mais um parâmetro do problema. Finalmente, a razão μ/μ_{ref} depende da reologia do fluido

$$Gr = \frac{g \beta (T_H - T_C) D_h^3}{(\mu_{ref}/\rho_0)^2} \quad ; \quad Re = \frac{w_m D_H}{\mu_{ref}/\rho_0} \quad (3-14)$$

$$Pr = \frac{\mu_{ref} C_p}{k_m} \quad ; \quad \frac{k_d}{k_m} \quad ; \quad \text{reologia do fluido} \quad (3-15)$$

Para resolver essas equações é necessário definir as condições de contorno, o que é apresentado a seguir.

3.1.4

Condições de contorno

As condições de contorno adotadas nas superfícies sólidas foram de não deslizamento e temperatura prescrita nas paredes interna ($\eta = 1 \rightarrow T_C$) e externa ($\eta = RR \rightarrow T_H$), onde $\eta = r/R_i = \sqrt{(x^2 + y^2)}/R_i$ e $RR = R_e/R_i$ é a razão de raios. Considerando escoamento desenvolvido tem-se que

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (3-16)$$

, sendo a pressão definida como

$$p^* = \bar{p}(z) + \hat{p}(x, y, z) \quad \text{com} \quad \frac{\partial \hat{p}(z)}{\partial z} = 0 \quad (3-17)$$

O gradiente de pressão média $d\bar{p}/dz$ é diretamente relacionado com a vazão, porém esta relação depende das características da geometria e do escoamento, não sendo conhecida a priori. No presente trabalho, a vazão medida experimentalmente é imposta e a queda de pressão resultante é determinada pela solução obtida.

3.1.5

Parâmetros governantes

Para definir os parâmetros governantes é necessário examinar as condições de contorno e equações de conservação. Dessa forma, se conclui que o escoamento é governado por

$$Gr \ ; \ Re \ ; \ Pr \ ; \ RR \ ; \ \frac{k_d}{k_m} \ ; \ \text{reologia do fluido} \quad (3-18)$$

Vale notar que grandezas relacionadas como o número de Rayleigh Ra ou número de Peclet Pe também podem ser utilizadas

$$Ra = Gr \ Pr \ ; \ Pe = Re \ Pr \quad (3-19)$$

O último parâmetro da Eq. (3-18) depende da caracterização reológica do fluido e envolve diversos outros parâmetros, que indiquem a dependência de τ_0 e da viscosidade plástica do modelo de bingham $\mu_n(T)$ com a temperatura, além das razão μ_∞/μ_{ref} e $T = TIAC$, resultando nos seguintes parâmetros governantes adicionais

$$\theta_{TIAC} = \frac{TIAC - T_C}{T_H - T_C} \ , \ \frac{\mu_\infty}{\mu_{ref}} \quad (3-20)$$

Infelizmente, estes valores não se encontram disponíveis no momento. Dessa forma, um teste de sensibilidade foi realizado neste trabalho com relação aos parâmetros reológicos.

3.2

Modelo Numérico

A resolução do problema do escoamento com convecção natural em uma seção anular de um fluido não Newtoniano não tem solução analítica devido as não linearidades das equações governantes. Torna-se necessário solucionar o modelo em questão com auxílio de um método numérico.

O método de volumes finitos [PATANKAR, S. V, 1980] é largamente utilizado na resolução de problemas de mecânica dos Fluidos e o Ansys CFX é um dos *softwares* que se baseia neste método. O método de volumes finitos discretiza o domínio de interesse em volumes de controle. As equações de conservação são integradas em cada um destes volumes de controle dando origem a uma sistema discreto de equações de conservação. Os fluxos difusivos das grandezas de interessa são aproximadas por diferença central e para calcular os fluxos convectivos optou-se pelo esquema de "High Resolution" do CFX o qual é baseado no algoritmo TVD (total variation diminishing). Para resolver o acoplamento velocidade-pressão selecionou-se o procedimento Rhie-Chow. Para solucionar o sistema de equações o *software* CFX utiliza um procedimento de marcha no tempo e em regime permanente o "solver" resolve um pseudotransiente com formulação no tempo totalmente implícita. A resolução das matrizes resultantes da desratização a cada passo de tempo é obtida utilizando uma fatoração LUI, que é uma fatoração LU incompleta acelerado pela técnica "multigrid". O método iterativo começa estimando um valor inicial para o vetor de solução e iterativamente melhora essa estimativa baseado nos resíduos da solução. A técnica "multigrid" acelera a convergência do problema ao solucionar o mesmo para diferentes tamanhos de malha, começando com as mais finas até chegar em malhas mais grossas até finalmente voltar a resolver o problema com uma malha fina nas últimas iterações.

Numericamente, para prescrever as condições de contorno de escoamento hidro dinamicamente desenvolvido, como descrito na seção anterior, define-se as fronteiras de entrada e saída do escoamento como periódicas, i.e., as propriedades na entrada são iguais as propriedades na saída com exceção da pressão.

3.2.1

Geometria

A geometria busca modelar o experimento do LEF da PUC-Rio. Portanto, é em formato de um duto de seção anular com diâmetros internos e externos iguais a 19,05 mm e 34 mm, respectivamente. Sendo estes valores referentes ao diâmetro externo do tubo de cobre, por onde passa a água fria, e interno do tubo de acrílico. Este duto, no entanto, tem apenas 0,5 mm de comprimento pois, como explicado posteriormente, uma condição de periodicidade foi adotada e essa espessura foi escolhida a fim de que existam somente 5 células na direção longitudinal da geometria.

3.2.2

Critério de Convergência

Além de monitorar dois parâmetros: queda de pressão e vazão na seção transversal para garantir um resultado permanente. O critério para convergência foi de resíduo $\text{RMS} < 10^{-5}$ para todos os resíduos : resíduo de energia, continuidade e velocidade. Esse critério foi atendido em todas as simulações cujos resultados são aqui apresentados.

4

Condições Experimentais de Referência

As equações que modelam o problema físico, assim como o método numérico utilizado foram apresentados em seções anteriores. Neste subcapítulo, os valores numéricos das propriedades termofísicas da mistura utilizada nas experiências do LEF, assim como as vazões, as temperaturas na parede e as espessuras de depósito medidas experimentalmente são apresentadas. São calculados os parâmetros adimensionais conhecidos, já apresentados em capítulos anteriores.

4.0.1

Propriedades termofísicas do fluido Experimental

As propriedades termofísicas da mistura de C12 com 20% de parafina em massa foram medidas e os parâmetros da tabela 4.1 foram utilizados nas simulações numéricas aqui apresentadas.

Tabela 4.1: Propriedades da mistura e depósito

Propriedades da mistura e do depósito		
Grandeza	Valor	Unidade
ρ_0	747	Kg/m ³
μ_{ref}	1,463	Pa s
k_m	0,154	W/(m K)
k_d	0,228	W/(m K)
β	$9,24 \times 10^{-4}$	1/°C
C_p	2100	J/(Kg K)
$TIAC$	34,5	°C

O coeficiente de expansão térmica foi determinado a partir do gráfico apresentado na figura 4.1 aonde os valores de densidade foram medidos no CENPES:

Figura 4.1: Medição de massa específica da mistura

A viscosidade do fluido foi determinada experimentalmente no CENPES à taxas de deformação $\dot{\gamma} = 120 \text{ 1/s}$. A viscosidade plastica de Bingham μ_n foi estimada usando estes resultados. Na figura 4.2, observa-se os dados experimentais e a curva ajustada utilizada na simulação, aonde a viscosidade newtoniana foi definida como

$$\mu_n = -1,47452386 \times 50,9226301^\phi + 80,269988 \quad (4-1)$$

aonde $\phi = \frac{\theta}{\theta_{TIAC}}$

Figura 4.2: Ajuste da viscosidade plástica da mistura.

4.0.2

Condições de contorno

As temperaturas foram mantidas constantes nas paredes:

$$R = R_i \qquad T_C = 12 \text{ } ^\circ C \qquad (4-2)$$

$$R = R_e \qquad T_H = 38 \text{ } ^\circ C \qquad (4-3)$$

Foram impostas três vazões diferentes no experimento como observado na tabela 4.2.

Tabela 4.2: Vazões impostas no experimento

Reynolds	Vazão mássica (kg/s)	Velocidade Média (kg/s)
743	0,045	0,097
1440	0,088	0,189
2073	0,127	0,272

Os demais parâmetros adimensionais conhecidos do problema, calculados a partir dos parâmetros da tabela 4.1 e das condições de contorno, são apresentados na tabela 4.3

Tabela 4.3: Parâmetros adimensionais

Parâmetro adimensional	Valor
Gr	7888,13
Pr	19,95
k_d/k_m	1,48
Ra	$1,57 \times 10^5$
RR	1,785

Para completar a lista de parâmetros que governam o problema (Eq.3-18) é preciso definir a reologia do fluido. Esta informação não foi fornecida pelo experimento, dessa forma estes parâmetros foram determinados de maneira a obter resultados numéricos que se aproximassem dos resultados experimentais previamente apresentados neste capítulo. A viscosidade, como descrito na seção 3.1.5 envolve diversos outros parâmetros: $\tau_0(T)$, μ_∞ e μ_n . O parâmetro μ_n já foi estimado a partir de medidas experimentais apresentadas na seção 4.0.1.

Os demais parâmetros não estão disponíveis e sua escolha será apresentada detalhadamente no próximo capítulo. Duas curvas diferentes para a tensão limite são testadas: uma com comportamento linear e a outra com comportamento exponencial em relação a temperatura adimensional ($\phi = \theta/\theta_{TIAC}$), na qual o parâmetro α foi modificado a fim de obter resultados mais semelhantes aos experimentais:

$$\tau_0 = 2000 \exp(\alpha \phi) \quad (4-4)$$

$$\tau_0 = a \times \phi + b \quad (4-5)$$

Já a viscosidade no depósito, μ_∞ , também teve sua influência analisada com seus valores variando de $5Pa \cdot s$, $10Pa \cdot s$ e $100Pa \cdot s$.

4.0.3

Queda de Pressão Experimental

As quedas de pressão para diferentes números de Reynolds são traçadas abaixo na figura 4.3. Com o aumento do número de Reynolds a queda de pressão também aumenta. No entanto, note que esta relação não é linear, como em casos sem depósito ou em casos de escoamentos de fluidos newtonianos. Isso acontece porque, com tensões maiores a espessura do depósito diminui e a mistura tem a seção transversal maior para escoar com menos bloqueio devido a parafina nas paredes da seção. Essa queda de pressão foi medida nos últimos 400mm da seção de teste experimental. Os valores numéricos também são apresentados (Tab. 4.4) para futura comparação com os valores obtidos na simulação).

Figura 4.3: ΔP Experimental para diferentes Reynolds

Tabela 4.4: Queda de Pressão Experimental para diferentes Reynolds para os últimos 400mm do duto

ΔP Experimental		
Reynolds	ΔP em 400mm (mmca)	$-d\bar{p}/dz$ (Pa/m)
743	14,7943	366
1440	16,2580	398
2073	17,5873	431

4.0.4

A espessura dos depósitos experimental

As espessuras do depósito também variam com o número de Reynolds. Os resultados apresentados na tabela 4.5 são as médias, de diferentes ensaios, de depósito tanto em cima quanto em baixo para diferentes números de Reynolds na região desenvolvida. Como esperado, já que com o aumento do número de Reynolds a diferença de pressão aumenta, a espessura do depósito diminui. Além disso, como a viscosidade no depósito é elevada, com a diminuição do depósito se verifica cada vez mais a diferença entre os depósitos inferior e superior. Isso será explicado no capítulo de resultados pelo fato de haver mais convecção natural em maior parte do domínio com a diminuição da espessura do depósito. Logo, a razão entre o depósito inferior e superior aumenta.

Tabela 4.5: Depósito de parafina experimental para diferentes Reynolds no final do duto

Depósitos Experimentais			
Reynolds	Deposito superior	Depósito inferior	Razão entre os depósitos
743	5,1142	5,9647	1,1663
1440	4,5511	5,4067	1,1879
2073	4,1752	5,0955	1,2204

5

Validação

A validação do trabalho foi subdividida em duas partes: a primeira considerando apenas a convecção forçada devido a diferença de temperaturas e a segunda considerando apenas a convecção natural. Enquanto a primeira tem solução analítica simples a segunda, mais complexa, foi comparada com os resultados da literatura [KUEHN and GOLDSTEIN, 1976]. Não foi realizada uma validação para a convecção mista pois não foi encontrado na literatura um problema com condições de contorno similares.

5.1

Convecção Forçada

Como neste caso apenas a convecção forçada será na seção anular, a resolução do problema analiticamente é possível e bastante simples. Como os efeitos da convecção natural são desprezados e as temperaturas nas paredes são prescritas, $u = v = 0$ e $\frac{dT}{dz} = 0$. A equação de conservação quantidade de movimento e de energia se reduzem ao seguinte em coordenadas cilíndricas:

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial w}{\partial r} \right] = 0 \quad (5-1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r k \frac{\partial T}{\partial r} \right] = 0 \quad (5-2)$$

Substituindo as seguintes condições de contorno nas equações de conservação acima:

$$R = R_i = 17mm \quad w = 0 \quad T = T_C = 12^\circ C \quad (5-3)$$

$$R = R_e = 8,5mm \quad w = 0 \quad T = T_H = 38^\circ C \quad (5-4)$$

obtém-se as seguintes expressões para o perfil de velocidade e para o campo de temperatura:

$$w = \left(-\frac{\partial p}{\partial z} \right) \frac{R_i^2}{4\mu} \left[(1 - \eta^2) - (1 - RR^2) \frac{\ln \eta}{\ln RR} \right] \quad (5-5)$$

onde $\eta = \frac{r}{R_i}$

$$T = T_C + (T_H - T_C) \times \frac{\ln \eta}{\ln RR} \quad (5-6)$$

A figura 5.1 apresenta a comparação entre o perfil de temperatura ao longo do raio da seção transversal entre a solução analítica e numérica, enquanto a figura 5.2 ilustra a mesma comparação para os perfis de velocidade. Observa-se excelente concordância entre os dois resultados como podemos observar na tabela 5.1, aonde são apresentados os erros percentuais ($\frac{\sigma_{numérico} - \sigma_{analítico}}{\sigma_{analítico}} \times 100$) máximos e médios para a velocidade e temperatura na seção anular.

Figura 5.1: Perfil de temperatura na convecção forçada

Figura 5.2: Perfil de velocidade na convecção forçada

Tabela 5.1: Erro da validação da simulação de convecção forçada com a solução analítica

Erros máximos e médios		
Grandeza	Erro máximo	Erro médio
Temperatura	0,027%	0,012%
Velocidade	8,79%	0,463 %

5.2

Convecção Natural

A validação foi feita baseada no artigo de Kuehn e Goldstein(1976) com número de Rayleigh de 4×10^4 e número de Prandtl de 0,7, que são obtidos pelas equações 3-14 e 3-15

No seu trabalho ele apresenta resultados não só experimentais como numéricos para estes valores dos parâmetros adimensionais (Tab. 5.2). O caso apresentado no artigo é bidimensional de convecção natural em uma seção anular com temperaturas prescritas na parede e escoamento laminar com números de Ra menores que 10^6 . Sendo assim, as propriedades foram escolhidas afim de se obter os valores de Ra e Pr apresentados no artigo pelos autores. Além disso, a geometria escolhida foi a geometria do experimento dos autores. As figs. 5.3 to 5.6 comparam os resultados obtidos por KUEHN and GOLDSTEIN [1976] com os resultados obtidos neste trabalho.

Tabela 5.2: Parâmetros e Propriedades do fluido utilizados na simulação para validação com KUEHN and GOLDSTEIN [1976]

Propriedades utilizadas na simulação para validação com Goldstein	
Grandeza	Valor
RR	2.6
Ra	4×10^5
Pr	0,7

Todos os parâmetros apresentados a seguir são adimensionais, sendo:

$$\xi = \frac{\eta - 1}{RR - 1} \quad v = \frac{VL}{\alpha} \quad \theta = \frac{T - T_H}{T_C - T_H} \quad L = R_e - R_i \quad (5-7)$$

A condutividade térmica equivalente adimensional, segundo KUEHN and GOLDSTEIN [1976], nas paredes internas e externas é dado por:

$$k_{in} = \frac{q''_{in} \ln \frac{R_i}{R_e}}{k(T_H - T_C)} \quad k_{ex} = \frac{q''_{ex} \ln \frac{R_i}{R_e}}{k(T_H - T_C)} \quad (5-8)$$

aonde, of fluxo de calor é avaliado nas paredes internas e externas:

$$q''_{ex} = -k \frac{dT}{dr} \Big|_{ex} \quad q''_{in} = -k \frac{dT}{dr} \Big|_{in} \quad (5-9)$$

Figura 5.3: Comparação com o perfil de temperatura radial KUEHN and GOLDSTEIN [1976]

Figura 5.4: Perfil de velocidade na convecção forçada

Figura 5.5: Comparação com o perfil de temperatura angular KUEHN and GOLDSTEIN [1976]

Figura 5.6: Comparação com o perfil de temperatura e linhas de corrente com KUEHN and GOLDSTEIN [1976]

Novamente, o resultado obtido está em excelente concordância com a literatura.

6

Resultados

Nesta seção apresenta-se os resultados obtidos para a espessura do depósito na presença da convecção natural. Inicialmente, um teste de malhas foi realizado para definir a malha adequada ao problema. Uma vez que os parâmetros reológicos não encontram-se disponíveis, investigou-se a influência dos parâmetros reológicos no escoamento e um determinado fluido foi selecionado para as investigações seguintes.

Como mencionado, a presente investigação visa verificar se a convecção natural é o fenômeno causador da obtenção nas experiências realizadas no LEF de uma espessura de depósito na parte superior do duto interno menor do que na parte inferior. Dessa forma, os parâmetros governantes apresentados na Tabela (4.3), correspondentes aos experimentos foram mantidos constantes, e as três vazões empregadas nos experimentos foram investigadas.

6.1

Teste de Malha

Para a definição da malha a ser utilizada, realizou-se um teste de malha para um caso particular de fluido reológico. Selecionou-se o número de Reynolds igual a $Re = 743$ com $\tau_0 = 2000 \exp -13\phi$, sendo $\phi = \theta/\theta_{TIAC}$ e viscosidade no depósito, $\mu_\infty = 5 Pa \cdot s$.

Uma vez que a vazão através do duto anular depende diretamente do gradiente de pressão, selecionou-se definir a malha tal que esta grandeza permanecesse constante. Na tabela 6.1 são apresentados os resultados para o gradiente de pressão com a simulação para três malhas diferentes.

Tabela 6.1: Teste de Malha. Gradiente de Pressão

Gradiente de pressão com diferentes malhas						
Malha	r	θ	z	Número de Elementos	$-d\bar{p}/dz$ (Pa/m)	Erro(%)
Malha grossa	100	200	5	100000	464	1,28%
Malha média	150	250	5	187500	466	0,85%
Malha fina	200	500	5	500000	470	...

Apresenta-se como "erro" na tabela 6.1, a diferença obtida entre as malhas e a malha mais fina. Para todos os casos, os valores de queda de pressão são bastante próximos. Logo, optou-se pela malha mais grossa dentre estas para realização das demais simulações a fim de obter convergência mais rápida. Optou-se por uma malha uniforme já que não se conhece, a priori, a espessura do depósito numérico.

6.2

Ajuste de Parâmetros

Como foi adotado um modelo reológico para simular a deposição de parafina, parâmetros foram estimados a fim de se aproximar dos resultados experimentais obtidos. Tensão limite τ_0 e o valor da viscosidade μ_∞ , que é a viscosidade dentro do depósito, foram os dois parâmetros ajustados. As mudanças nesses parâmetros resultavam em diferentes quedas de pressão e diferentes espessuras para o depósito. Por isso, foram realizadas múltiplas simulações com diferentes valores para cada parâmetro a fim de comparar como cada um destes afetava o resultado. Além disso, o experimento foi realizado com três diferentes vazões, então simulações que buscavam estudar a influência da vazão nas espessuras dos depósitos de cima e de baixo também foram feitas para estes três valores de número de Reynolds.

Como já discutido, o processo de ajustar os parâmetros foi um processo iterativo, onde definia-se uma função para a tensão limite da mistura assim como um valor para a viscosidade dentro do depósito e comparava-se os resultados obtidos com os resultados obtidos no experimento realizado no Laboratório de Engenharia de Fluidos (LEF) da PUC-Rio.

Inicialmente investigou-se o efeito da viscosidade do depósito μ_∞ e a seguir a expressão para a tensão limite de escoamento τ_0 .

6.2.1

Viscosidade do depósito

A viscosidade do depósito, μ_∞ , tem forte impacto na queda de pressão e nas espessuras do mesmo. Os resultados desta seção visam demonstrar qualitativamente como este parâmetro afeta os resultados numéricos. Para isto são apresentados resultados do perfil de temperatura e de velocidade e isocurvas de viscosidade de simulações com fluidos com diferentes valores para a viscosidade dentro do depósito. As simulações apresentadas aqui são de fluidos com tensão limite $\tau_0 = 2000 \exp(\alpha \phi)$ e $\tau_0 = a \times \phi + b$, sendo $\phi = \theta/\theta_{TIAC}$.

A figura 6.1 apresenta os isocontornos de viscosidade e o campo de temperatura na seção anular para dois fluidos com valores de viscosidade no

depósito: 10 Pa s e 5 Pa s e tensão limite de escoamento $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$. Os isocontornos apresentados de viscosidade apresentados nas Figs. 6.1 (a) e (c) são úteis para avaliar a região de depósito, a qual consiste de regiões de viscosidade iguais a μ_∞ . Já a assimetria do campo de temperatura, apresentado nas Figs. 6.1 (b) e (d), expõe os efeitos da convecção natural.

6.1(a): Depósito, $\mu_\infty = 10 Pa s$ 6.1(b): Isotermas, $\mu_\infty = 10 Pa s$ 6.1(c): Depósito, $\mu_\infty = 5 Pa s$ 6.1(d): Isotermas, $\mu_\infty = 5 Pa s$

Figura 6.1: Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$

As figuras 6.1 (a) e (c) mostram que o depósito diminuiu e a diferença entre as espessuras também com o aumento de μ_∞ . Com o aumento da viscosidade dentro do depósito, para que a condição de vazão imposta seja atendida, o gradiente de pressão se eleva e as tensões cisalhantes no fluido também. Como resultado, regiões do fluido de comportamento Binghiniano que antes estavam estagnadas passam a escoar. É possível perceber também nas Figs. 6.1 (b) e (d), que os campos de temperatura são menos assimétricos com o aumento da viscosidade do depósito. Neste caso, os efeitos da convecção natural são menores porque os efeitos viscosos dominam. Como consequência a diferença entre as espessuras do depósito é atenuada.

As figuras 6.2 mostram os mesmos resultados anteriores para dois fluidos diferentes com μ_∞ igual a 10 Pa s e 5 Pa s. Desta vez porém a tensão limite dos fluidos era τ_0 foi alterada para $\tau_0 = 2000 \exp(-10\phi)$. Como no

caso anterior, utiliza-se os isocontornos de viscosidade, Figs. 6.2 (a) e (c), para identificar a região de depósito. Considera-se como região de depósito, as regiões de viscosidade iguais a μ_∞ . As Figs. 6.2 (b) e (d) apresentam as isothermas correspondentes aos dois valores de μ_∞ . Novamente, observa-se claramente os efeitos da convecção natural, na assimetria do escoamento.

6.2(a): Depósito, $\mu_\infty = 10 Pa s$ 6.2(b): Isothermas, $\mu_\infty = 10 Pa s$ 6.2(c): Depósito, $\mu_\infty = 5 Pa s$ 6.2(d): Isothermas, $\mu_\infty = 5 Pa s$

Figura 6.2: Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-10\phi)$

Com a tensão limite maior do que no caso anterior, os efeitos da viscosidade dentro do depósito se tornam mais relevantes porque a região de depósito aumenta. Pode-se observar que a espessura do depósito médio é menor na figura 6.2(a) do que na figura 6.2(c), aonde μ_∞ é menor. Os efeitos da convecção natural no campo de temperatura também são mais acentuados na figura 6.2(d) e portanto, a assimetria entre os depósitos também é maior quando a viscosidade do depósito diminui.

As figuras (6.3) apresentam uma última análise quanto a influência de μ_∞ no depósito. Três fluidos diferentes foram testados com tensão limite ainda maior igual a $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$. Viscosidades limite do depósito foram definidas com μ_∞ iguais a 5, 10 e 100 Pa s. A figura (6.3) apresenta como nos casos anteriores, a distribuição do depósito (através do campo de viscosidade). A figura (6.4) apresenta os perfis de velocidade axial e temperatura ao longo do

raio na parte superior e inferior do espaço anular. Novamente, com o aumento da viscosidade dentro do depósito, as diferenças nas espessuras do depósito tentem a se aproximar, como pode-se observar nas figuras (6.3) e (6.4). Nas figuras dos perfis de velocidade axial e temperatura, identifica-se o depósito, se observarmos os pontos de variação de comportamento das curvas. Analisando os perfis de velocidade, observa-se uma região de baixa velocidade, a qual corresponde a região do depósito. Este resultado é interessante e concorda com observações experimentais que indicam que o depósito é uma espécie de gel ou meio posoro, através do qual, o fluido escoar com baixa velocidade.

Figura 6.3: Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$

Figura 6.4: Influência da μ_∞ na espessura do depósito e distribuição de temperatura com $\tau_0 = 2000 \exp(-10\phi)$

Como já discutido, com o aumento da viscosidade dentro do depósito os efeitos convectivos ficam menos acentuados porque as forças viscosas dominam. A figura 6.4 apresenta de forma contundente esse efeito. Os perfis de temperatura na parte inferior e superior se aproximam quanto maior for μ_∞ . No caso em que $\mu_\infty = 100 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, as temperaturas em cima e em baixo são claramente mais próximas do que no outros dois casos com viscosidade menor. Observa-se

também que a interface sólido-líquido é aproximadamente $30^{\circ}C$ pelo ponto de mudança no comportamento da curva do perfil de temperatura, sendo assim, está abaixo da TIAC.

Como a temperatura fora do depósito é menor do que a temperatura de aparecimento de cristais, o fluido na região fora do depósito ainda apresenta viscosidades elevadas com tensão limite de escoamento diferentes de zero. Por isso o perfil de velocidade é assimétrico (Fig. 6.4) e não parabólico como em escoamento laminar desenvolvido.

O fluido com viscosidade dentro do depósito igual a $100 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ apresentou espessuras de depósito, Fig. 6.3(c), de depósito bastante próximas das espessuras reais. No entanto, a queda de pressão foi na ordem de $30\times$ vezes maior do que a queda de pressão experimental, conforme apresentado na Tabela (6.2.1).

$-d\bar{p}/dz$ Experimental vs Numérico	
Caso	$-d\bar{p}/dz \text{ (Pa/m)}$
Numérico	6000
Experimental	366

Tabela 6.2: Comparação gradiente de pressão experimental e da simulação com $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$ e $\mu_{\infty} = 100 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

Portanto, aplicando as condições de contorno apresentadas na seção , a combinação dos parâmetros reológicos $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$ e $\mu_{\infty} = 100 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ apresentou a espessura de depósito próxima a espessura real e com razões entre o depósito inferior e superior também muito próximas das experimentais, Tabela (6.3).

Tabela 6.3: Comparação as espessuras do depósito experimental e da simulação com $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$ e $\mu_{\infty} = 100 \text{ Pa}\cdot\text{s}$

Depósitos Experimentais			
Caso	Depósito superior mm	Depósito inferior mm	Razão entre os depósitos
Experimental	5,114	5,9647	1,1663
Númerico	4,227	5,007	1,18

No entanto, a diferença entre a queda de pressão experimental e a queda de pressão obtida na simulação é grande. É possível que, por causa da tempe-

ratura na interface menor do que a TIAC, e portanto devido ao fato da viscosidade fora do depósito ainda ser elevada, a diferença de pressão numérica tenha sido tão maior do que a queda de pressão real. Como estudos (Veiga, 2017) apontam que a temperatura da interface sólido-líquido é aproximadamente em torno da temperatura de aparecimento de cristais, realizou-se uma simulação em que:

$$\tau_0(T) = \begin{cases} 0 & \text{se } T > 30^\circ\text{C} \\ 120,8 - 151 \times \phi & \text{se } T < 30^\circ\text{C} \end{cases} \quad (6-1)$$

Assim o fluido se comporta como newtoniano fora do depósito porque a tensão limite é nula, mesmo que a temperatura seja abaixo da TIAC, diferentemente do caso anterior.

A figura 6.5 apresenta uma comparação do perfil de velocidade axial e temperatura entre o caso 1 (fluido com tensão limite $\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$) e caso 2 (com $\tau_0 = 120,8 - 151 \times \phi$ se $T < 30^\circ\text{C}$).

6.5(a): Perfil de velocidade axial

6.5(b): Perfil de temperatura

Figura 6.5: Comparação caso 1 e 2

Com o fluido newtoniano escoando fora do depósito, o perfil de velocidade se torna parabólico como em escoamento laminar de fluido newtoniano, conforme pode ser observado na Fig.6.5 (a). Na Fig. 6.5 (b), nota-se que os efeitos da convecção natural ficam mais notáveis com a distribuição dos perfis de temperatura na parte inferior e parte superior do duto anular se distanciando. O gradiente de pressão experimental é apresentado na tabela 6.2.1 junto com os resultados numéricos dos dois casos.

Tabela 6.4: Gradiente de pressão para o caso com fluido Newtoniano fora do depósito versus fluido Newtoniano apenas acima da TIAC

$-d\bar{p}/dz$ Newtoniano vs Não Newtoniano fora do depósito		
Caso	$\tau_0(T)$	$-d\bar{p}/dz$ (Pa/m)
Experimental		366
Caso 1	$120,8 - 151 \times \phi$ e $\mu_\infty = 100 Pa \cdot s$	656
Caso 2	$\tau_0 = 2000 \exp(-7\phi)$ e $\mu_\infty = 100 Pa \cdot s$	6000

O escoamento do fluido com tensão limite nula quando a temperatura encontra-se acima de $30^\circ C$ (caso 1) apresenta gradientes de pressão $\approx 10\times$ menor do que o caso em que a tensão limite é nula apenas acima da TIAC (caso 2). No entanto, o gradiente de pressão ainda é, para o caso 1, $\approx 1,8\times$ maior do que o caso experimental. As espessuras do depósito para ambos os casos são próximas da espessura real, ver Tabela (6.3). No caso real o depósito é um espécie de gel, e existe escoamento dentro do mesmo. Já nos casos numéricos com viscosidade do depósito numérica muito elevada, como $100 Pa \cdot s$, as velocidades são praticamente nulas nesta região. No entanto, caso a viscosidade do depósito fosse menor, como simulado anteriormente, a diferença entre as espessuras seria muito maior do que a diferença entre as espessuras encontradas no experimento. Este fato indica uma possível anisotropia do depósito.

6.2.2 Tensão Limite

A tensão limite é outro parâmetro reológico do fluido que influencia o escoamento. Tanto o valor para a tensão limite quanto seu comportamento não estavam disponíveis para este trabalho. Essa seção avalia a influência deste parâmetro no gradiente de pressão e nas espessuras do depósito. Infelizmente, não foi possível realizar estudos com diferentes comportamentos para $\tau_0(T)$. Os fluidos estudados possuem tensão limite como definido pela equação 6-2 e as análises realizadas aqui se restringem a variação de α .

$$\tau_0 = 2000 \exp(\alpha\phi) \quad (6-2)$$

Foram realizados testes com 3 valores para o parâmetro α e mantendo $\mu_\infty = 5 Pa \cdot s$. Os isocontornos de viscosidade e isothermas são apresentados nas figuras 6.11. Já os valores obtidos para o gradiente de pressão axial encontram-se na tabela 6.5.

Analizando as figuras e a tabela, verificam-se quatro pontos:

6.6(a): Depósito, $\alpha = -10$ 6.6(b): Temperatura, $\alpha = -10$ 6.6(c): Depósito, $\alpha = -13$ 6.6(d): Temperatura, $\alpha = -13$ 6.6(e): $\alpha = -15$ 6.6(f): $\alpha = -15$ Figura 6.6: Influência da tensão limite para $\alpha = -13, -15$ e -10 Tabela 6.5: $-d\bar{p}/dz$ para diferentes valores de $\tau_0(T)$

Variação de $-d\bar{p}/dz$ com α	
α	$-d\bar{p}/dz$ (Pa/m)
-15	395
-13	460
-10	648

(I) Com o aumento da tensão limite ocorre um aumento do depósito como observado nas figuras 6.11 (a), (c) e (e) onde a região com viscosidade 5 Pa s representa a região de depósito.

(II) Com o aumento do depósito ocorre uma diminuição das diferenças relativas entre depósito inferior e superior, por causa da menor convecção natural dentro do depósito de alta viscosidade.

(III) Uma tensão limite maior causa uma queda de pressão maior na seção já que a região de depósito de alta densidade cresce (Tabela 6.5).

(IV) Com o aumento da região de depósito os efeitos da convecção natural são menos intensos, pois dentro desta região as forças viscosas são maiores impedindo o movimento do fluido provocado pela diferença de temperaturas nas paredes da seção anular como observado nas figuras 6.11 (b), (e) e (f).

A espessura do depósito para os três casos foram menores do que as espessuras observadas no experimento. Já gradiente de pressão previsto numericamente, estava próximo dos gradientes de pressão medidos no LEF.

6.3

Depósito para Diferentes Números de Reynolds

Apesar das inúmeras tentativas não se chegou a valores de parâmetros que satisfizessem tanto a pressão experimental quanto as espessuras reais de depósito. Dessa forma, optou-se por realizar as simulações para diferentes valores de Reynolds com os valores para tensão limite do caso que apresentou melhores resultados para a queda de pressão em relação aos dados experimentais, i.e., $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$ e com $\mu_\infty = 5 \text{ Pa s}$.

Os números de Reynolds investigados, correspondem aos utilizados nos experimentos, $Re = 743, 1440$ e 2073 . As figuras (6.7) apresentam a distribuição da viscosidade ao longo do raio da seção anular na parte superior e inferior para os três Reynolds. Mais uma vez, a viscosidade é utilizada para estimar a espessura dos depósitos inferior, Fig.6.7 (a) e superior 6.7 (b), sendo o depósito definido como a região com viscosidade igual a 5 Pa s.

A tabela 6.6 apresenta as espessuras do depósito na parte superior e inferior, determinadas numericamente, para os três números de Reynolds, e apresenta a razão entre as espessuras. Assim como nas medições feitas experimentalmente, com o aumento da vazão imposta e consequente aumento do número de Reynolds a espessuras dos depósitos diminuem. Isso se deve ao fato do gradiente de pressão também ser maior neste caso e por isso as tensões atuando no fluido aumentam. Assim, o fluido antes estagnado para uma dada tensão limite passa a escoar. A razão entre os depósitos inferior e superior também se eleva com o aumento do número de Reynolds assim como

6.7(a): Viscosidade na parte superior 6.7(b): Viscosidade na parte inferior

Figura 6.7: Viscosidade para diferentes números de Reynolds

Tabela 6.6: Depósito de parafina para diferentes Re com $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$

Reynolds	Depósito Inferior (mm)	Depósito Superior (mm)	Razão entre os depósitos
743	5,6	1,8	3,1
1440	5,5	1,61	3,4
2073	5,3	1,5	3,5

observado experimentalmente, e apresentado na Tabela (4.5). Isso porque a região de depósito diminui e consequentemente os efeitos da convecção natural aumentam devido a maior região de baixa viscosidade.

O perfil radial de velocidade axial e temperatura na parte superior e inferior é apresentado na figura 6.8 (a) e (b), respectivamente, para os três números de Reynolds experimentais.

6.8(a): Perfil de velocidade axial na parte superior e inferior 6.8(b): Perfil de temperatura na parte superior e inferior

Figura 6.8: Velocidade e temperatura para diferentes números de Reynolds

Nota-se na Fig. (6.8) que com vazões mais altas a temperatura de baixo fica mais fria e a temperatura de cima fica mais quente. Isso confirma o que já foi dito anteriormente de que o depósito é uma região com alta viscosidade e portanto com baixa convecção natural. Quando o número de Reynolds é mais elevado, os depósitos diminuem e as curvas do perfil de temperatura na parte inferior e superior tendem a se afastar. Quando ocorre o oposto, ou seja,

o depósito aumenta, as curvas de temperatura tendem a se aproximar. As velocidades na parte superior são muito maiores do que a velocidade na parte inferior. Isso ocorre por dois motivos: (I) Nos casos analisados neste teste, o depósito é bem maior na parte superior, a mistura tem pouco espaço para escoar embaixo e as forças viscosas acabam por dominar o escoamento e (II) A temperatura na interface é menor do que a temperatura de aparecimento de cristais, logo, a partir do modelo aplicado o fluido ainda é não newtoniano fora do depósito e como as temperaturas são menores embaixo o fluido tem viscosidades mais altas na parte inferior.

A Fig. (6.9) apresenta a variação do gradiente de pressão com o número de Reynolds. São apresentados os resultados numéricos e dados experimentais. Observa-se que em ambos os casos, a queda de pressão cresce com o aumento do número de Reynolds. Para o Reynolds de 747, os resultados numérico e experimental estão um pouco mais próximas e começam a se distanciar com o aumento da vazão. As espessuras do depósito apresentaram uma queda menor para o fluido reológico testado do que no caso experimental (ver Tabela (6.6)). Isso justifica o maior gradiente de pressão no caso numérico em relação aos resultados experimentais. Provavelmente outro comportamento para $\tau_0(T)$ representaria melhor o comportamento reológico do fluido, prevendo assim, para diferentes números de Reynolds, regiões de depósito mais próximas das reais e consequentemente gradientes de pressão também. Apesar disso, note que os resultados de pressão também não foram lineares e tem concavidade também negativa devido a diminuição do depósito com o número de Reynolds.

Figura 6.9: Comparação queda de pressão experimental e numérico para diferentes números de Reynolds

6.4

Resultados sem Convecção Natural

As seções anteriores analisaram a influência dos parâmetros reológicos do fluido e de escoamentos com diferentes números de Reynolds na deposição de parafina. Para comprovar que a assimetria é a convecção natural, resultados de simulações sem convecção natural, para fluidos com os mesmos parâmetros reológicos (tensão limite e viscosidade dentro do depósito) do casos apresentados anteriormente.

O primeiro caso simulado sem os efeitos da convecção natural tinha fluido com $\tau_0 = 2000 \exp(-13\phi)$ e com $\mu_\infty = 5 Pa \cdot s$. A figura 6.10 apresenta uma comparação entre os perfis de velocidade e temperatura, na parte superior e inferior da seção transversal, quando os efeitos de convecção são ou não ativados na simulação.

6.10(a): Perfil de velocidade axial

6.10(b): Perfil de temperatura

Figura 6.10: Comparação entre o perfil de velocidade e temperatura sem e com convecção natural

Uma vez desconsiderados os efeitos da convecção natural os perfis de temperatura da região inferior e superior são iguais, diferentemente do caso em que a convecção natural está ativada e de todos os outros casos previamente apresentados neste trabalho. No primeiro caso, o campo de temperatura é simétrico, a temperatura na região superior e inferior são iguais e estão entre as temperaturas da região inferior e superior do caso onde existe convecção natural.

Já com relação ao perfil de velocidades axial apresentado na Fig. 6.10(b), nota-se que são iguais tanto em baixo como em cima e que a velocidade máxima é menor do que no caso com convecção natural. O perfil não é parabólico, porque a viscosidade $\mu_n(T)$ não é constante como já discutido, porque a temperatura na interface é menor do que a TIAC, e portanto o fluido ainda se comporta como não newtoniano em regiões fora do depósito.

Na Fig. (6.11) são traçados perfis para a viscosidade ao longo do raio da seção transversal para ambos os casos (com e sem convecção natural) na

parte inferior e superior da região anular. Os depósitos agora são simétricos, como esperado já que o perfil de temperatura também é. O perfil do depósito com convecção se assemelha ao um cilindro excêntrico, i.e., sem convecção, a espessura aumenta em cima e diminui embaixo em relação ao caso com convecção natural. No entanto, o depósito de baixo parece diminuir mais do que o depósito de cima aumenta.

6.11(a): Perfil de viscosidade inferior

6.11(b): Perfil de viscosidade superior

Figura 6.11: Comparação entre as espessuras do depósito com e sem convecção natural)

Os gradientes de pressão para ambos os casos (com e sem convecção natural) também são apresentados na tabela 6.7.

Tabela 6.7: Comparação entre ΔP (Pa) do caso com convecção natural e sem convecção natural para $\tau_0 = 2000 \exp(13\phi)$ com fluido newtoniano apenas acima da TIAC

Diferença de $-d\bar{p}/dz$ do caso com e sem convecção natural	
Caso	$-d\bar{p}/dz$ (Pa/m)
Com convecção	460
Sem convecção	1692

O caso com convecção natural tem uma queda de pressão muito menor do que o caso sem convecção natural para o modelo proposto quando implementamos o modelo tal qual está. No entanto, não se deve tirar conclusões precipitadas. A temperatura da interface é menor do que a TIAC, Fig 6.10. O valor alto para a queda de pressão é devido ao fato que à temperaturas abaixo da temperatura de aparecimento de cristais o fluido se comporta como não newtoniano, logo tem viscosidade mais alta nestas temperaturas. O fluido com a viscosidade fora do depósito é constante e igual a μ_{ref} , e como na seção anterior as propriedades reológicas são $\mu_\infty = 100 Pa \cdot s$ com $\tau_0 = 120,8 - 151 \times \phi$ se

$T < 30^\circ C$. Neste caso, exibe uma viscosidade fora do depósito similar a viscosidade fora do depósito real que, ao que estudos indicam, está a temperatura acima da TIAC.

A tabela 6.8 apresenta uma comparação do gradiente de pressão para este caso de fluido Newtoniano e Não Newtoniano fora do depósito. Portanto, observamos que mesmo impondo a condição de fluido Newtoniano fora do depósito ainda encontramos uma queda de pressão maior no caso sem convecção natural. A espessura de baixo tende a aumentar mais do que a espessura do depósito de cima tende a diminuir, justificando essa diferença de pressão, como pode ser visto pela mudança no comportamento do perfil de velocidade.

Tabela 6.8: Comparação entre $-d\bar{p}/dz$ [mPa] do caso com convecção natural e sem convecção natural para $\mu_\infty = 100 Pa \cdot s$ com $\tau_0 = 120,8 - 151 \times \phi$ se $T < 30^\circ C$

ΔP [Pa] Newtoniano vs Não Newtoniano fora do depósito	
Caso	$-d\bar{p}/dz$ (Pa/m)
Com convecção Natural	656
Sem convecção Natural	1062

7

Conclusão

Neste trabalho mostra-se a partir de um modelo reológico para a mistura de parafina e óleo, diferentes resultados que comprovam a influência da convecção natural na formação de depósitos assimétricos de parafina em dutos de seção anular com temperatura prescritas nas duas paredes. Este resultado é muito interessante, pois explica as diferenças na espessura do depósito entre a parte superior e inferior do duto anular, encontradas nos experimentos realizados no LEF da PUC-Rio. Mostrou-se a influência de parâmetros reológicos e na falta de dados experimentais de caracterização do fluido, buscou-se ajustar estes parâmetros, para melhor representar os resultados obtidos experimentalmente. No entanto, a temperatura na interface sólido líquido precisou estar bem abaixo da temperatura de aparecimento de cristais para representar as espessuras reais de depósito. Isso fez com que as viscosidades fora do depósito fossem muito maiores do que a viscosidade acima da TIAC e portanto, as quedas de pressão experimentais foram muito superiores as quedas de pressão real. Buscando aplicar um modelo que, independentemente da temperatura, tivesse viscosidade fora do depósito iguais a viscosidade da mistura à temperaturas acima da TIAC, obtêm-se valores de queda de pressão mais próximos dos valores reais. Apesar dessa manipulação levar a valores de queda de pressão mais próximos aos valores experimentais, existem motivos para acreditar que talvez o depósito de parafina seja um meio poroso anisotrópico. Sugere-se que trabalhos futuros incorporem o fenômeno de convecção natural a outros modelos de deposição. Sugere-se também estudar a influência da existência de convecção natural no escoamento de óleo dentro de dutos circulares, como os utilizados em operações de petróleo. Finalmente, recomenda-se fortemente, que a concentração da parafina, também influencie a tensão limite de escoamento, buscando uma representação reológica mais próxima da realidade.

Referências Bibliográficas

- AZEVEDO, L. F. A. and TEIXEIRA, A. (2003). A critical review of the modeling of wax deposition mechanisms. *Petroleum Science and Technology*, 21:393–408.
- BENALLAL, A., MAUREL, P., AGASSANT, J., DARBOURET, M., AVRIL, G., and Peurier, E. (2005). Wax deposition in pipelines: Flow-loop experiments and investigations on a novel approach. *Annual Techinical Conference of the Society of Petroleum Engineers paper no. 115293*.
- BIRD, R. B., WARREN, E. S., and EDWIN, N. L. (2004). *Transport Phenomena*. John Wiley and Sons, Inc, 2nd edition.
- GHANAEI, E. and MOWLA, D. (2010). Prediction of waxy oil rheology by a new model. *Energy and Fuels*, 24:1762–1770.
- KUEHN, T. and GOLDSTEIN, R. J. (1976). An experimental and theoretical study of natural convection in the annulus between hotizontal concentric cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 74:695–719.
- KUEHN, T. and GOLDSTEIN, R. J. (1978). An experimental study of natural convection heat transfer in concentric and eccentric horizontal cylindrical annuli. *Journal of Heat Transfer*, 100:635–640.
- MERINO-GARCIA, D., MARGARONE, M., and CORRERA, S. (2007). Kinetics of waxy gel formation from batch experiments. *Energy and Fuels*, 21:1287–1295.
- SUEZ Advanced Solutions Espana, S. (2011). Applications: Oil and gas ? pipe cleaning. SUEZ Advanced Solutions Espana, S.L. Acesso em: maio de 2017.
- BECKMANN, W. (1931). Die warmeubertragung in zylindrischen gasschichten bei natuerlicher konvektion. *Forsch Geb.d. Ingenieurwesen*, 5:165–178.
- BIDMUS, H.O.; MEHROTRA, A.K. (2004). Heat-transfer analogy for wax deposition from paraffinic mixtures. *Industrial Engineering Chemistry Research*, 43:3.
- BRENNER, H. (1966). hydrodynamic resistance of particles at small reynolds numbers. *Advances in Chemical Engineering*, 6:1.
- BURGER, E. D. ; PERKINS, T.K.; STRIEGLER, J.H. (1981). Studies of wax deposition in the trans alaska pipeline. *Journal of Petroleum Technology*, pages 1075–1086.

- CABANILLAS, J. P. ; LEIROZ, ANDREA T. ; AZEVEDO, LUIS F. A. (2015). Wax deposition in the presence of suspended crystals. *Energy and Fuels*, 12:5b02344.
- COX, R.G ; MANSON, S.G. (1971). Suspended particles in fluid flow through tubes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 3:1.
- LEIROZ, A.T. (2004). *Estudo de deposição da parafina em linhas de petróleo*. Tese de doutorado, PUC-Rio University, Rio de Janeiro.
- LIU, C.Y; MUELLER, W.K.; LANDIS, F (1961). Natural convection heat transfer in long horizontal cylindrical annuli. *Int. Developments in Heat Transfer, A.S.M.E*, 5:165–178.
- PATANKAR, S. V (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, Washington D.C, 2nd edition.
- SEGRE, G. ; SILDBERBERG, A. (1962). Behavior of macroscopic riding spheres in poiseuille flow, part i. *Journal of Fluid Mechanics*, 43:136.
- SINGH, P.; VENKATESAN, R., FOGLER, H.S., NAGARAJAN, N. (2000). A critical review of the modeling of wax deposition mechanisms. *Aiche Journal-Materials. Interfaces and Electrochemical*, 46:5.
- SOUZA, L.B. (2014). *Wax deposition in pipelines: numerical and experimental study*. Tese de doutorado, PUC-Rio University, Rio de Janeiro.
- VEIGA, H.M.B. (2017). *Study of wax deposits in pipelines*. Tese de doutorado, Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro.
- VMINCHOLA, L. R. M.; OLIVEIRA, F. H. M.; TRAMPUS, B. C.; NIECKELE, A. O.; AZEVEDO, L. F. A.; SOUZA MENDES, P. R. (2011). Prediction of waxy oil deposition with different non-newtonian models. In *21st Brazilian Congress of Mechanical Engineering*, pages 1–10, Natal, RN, Brasil.
- VOIG, H.; KRISCHER, O. (1932). Die warmübertragung in zylindrischen luftschichten bei natürlicher konvektion. *Forsch Geb.d. Ingenieurwesen*, 6:976–984.
- VINAY, G., WACHS, A., and AGASSANT, J. (2005). Numerical simulation of non-isothermal viscoplastic waxu crude oil flows. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 128:144–162.