

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

HIAGO SOUZA DA SILVA

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO REINÍCIO DE ESCOAMENTO DE FLUIDO DE
PERFURAÇÃO GELIFICADO**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

CURITIBA

2023

HIAGO SOUZA DA SILVA

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO REINÍCIO DE ESCOAMENTO DE FLUIDO DE
PERFURAÇÃO GELIFICADO**

Numerical simulation of the start-up flow in gelled drilling fluid

Dissertação apresentada como requisito para obtenção do título de Mestre em Engenharia, do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Área de Concentração em Engenharia Térmica, da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR).

Orientador: Prof. Cezar Otaviano Ribeiro Negrão, PhD.

Co-orientador: Eng. Dr. Gabriel Merhy de Oliveira.

CURITIBA

2023



[4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/)

Esta licença permite remixe, adaptação e criação a partir do trabalho, para fins não comerciais, desde que sejam atribuídos créditos ao(s) autor(es) e que licenciem as novas criações sob termos idênticos. Conteúdos elaborados por terceiros, citados e referenciados nesta obra não são cobertos pela licença.



HIAGO SOUZA DA SILVA

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO REINÍCIO DE ESCOAMENTO DE FLUIDO DE PERFURAÇÃO
GELIFICADO**

Trabalho de pesquisa de mestrado apresentado
como requisito para obtenção do título de Mestre
Em Engenharia da Universidade Tecnológica
Federal do Paraná (UTFPR). Área de concentração:
Engenharia Térmica.

Data de aprovação: 24 de Abril de 2023

Dr. Cezar Otaviano Ribeiro Negrão, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Dr. Admilson Teixeira Franco, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Dr. Diogo Elias Da Vinha Andrade, Doutorado - Universidade Federal do Rio Grande do Sul (Ufrgs)

Documento gerado pelo Sistema Acadêmico da UTFPR a partir dos dados da Ata de Defesa em 16/08/2023.

Dedico este trabalho a todos aqueles que
colaboraram para a sua realização. Em especial,
dedico a meus pais, Elias e Maria José.

AGRADECIMENTOS

Encerra-se mais uma etapa de minha educação formal: a obtenção do grau de mestre em Engenharia Mecânica e de Materiais pela UTFPR. Para que essa conquista fosse alcançada, diversas pessoas e instituições colaboraram, sendo a elas devidos os meus mais sinceros agradecimentos:

Aos meus pais, Elias e Maria José, pelo dom da vida, pelo amor, por serem meus primeiros mestres e por compartilhar comigo os mais diversos momentos de alegria, de aprendizado e de desafio. Seu apoio nos momentos de dificuldade, de dúvida e de decisão, aliado aos princípios aprendidos em casa, tornaram-me na pessoa que sou hoje. Ao meu irmão Higor, pelo companheirismo e apoio. Fico feliz por termos compartilhado o período do ensino médio, ensino superior e pós-graduação, alinhando esforços e interesses ao longo desses anos.

Ao meu orientador desde os tempos de iniciação científica, prof. Cezar Negrão, pelo incentivo, pelos conselhos, pela paciência, pela amizade e pelas discussões e experiências compartilhadas. Toda vez que o trabalho parecia ter problemas insolúveis, você conseguia ajudar a encontrar algum próximo passo. Todas as reuniões remotas e presenciais, o acompanhamento do trabalho e as correções foram vitais para o direcionamento e conclusão desse mestrado.

Ao meu coorientador Gabriel Oliveira, pelas experiências compartilhadas, por estar sempre disponível para conversar sobre o andamento do trabalho e pelo auxílio em correções e dúvidas. Ao Eng. Tainan Gabardo, coorientador de longa data, agradeço por me acolher inicialmente no grupo de pesquisa, pela amizade, pela disponibilidade e por ajudar a identificar meus pontos fortes.

Aos professores Admilson Franco e Diogo Andrade, membros da banca avaliadora, pelas sugestões, correções e questionamentos. Sua contribuição, na forma da experiência e de diferentes pontos de vista, certamente trouxe melhorias ao trabalho.

A Ricardo Knesebeck, pelas discussões e reuniões que trouxeram esclarecimentos ao trabalho em momentos de estagnação, além da ajuda com a implementação do modelo no software. Aos engenheiros Roque Duarte Jr e Nezia de Rosso, pelo apoio, motivação e incentivo, especialmente na reta final do trabalho.

Aos alunos de iniciação científica, lotados no Laboratório da Torre de Ensaios (Sala EN-208), pelo companheirismo, pela convivência no dia-a-dia e pelos momentos de descontração.

Desde a volta da pandemia até o dia da defesa, passaram por lá diversos alunos de IC, cada um com suas particularidades, com suas atividades específicas, porém, todos se identificando como um grupo unido. Cada vez que pude explicar, ou mesmo ensinar alguma coisa para um aluno com dúvidas acerca das mais diversas disciplinas da Engenharia Mecânica, senti-me realizado por poder colaborar com os colegas mais novos da mesma forma que fui ajudado quando iniciante.

Ao CERNN – Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos, por receber-me de braços abertos quando aluno de iniciação científica, pela estrutura dedicada as atividades de pesquisa e pelas pessoas que compõem o grupo. Os seminários internos, as reuniões de acompanhamento de projetos e as discussões *in loco* foram momentos de aprendizado e engrandecimento intelectual. Não se pode deixar de mencionar os momentos de interação fora da universidade, na forma das confraternizações de final de ano e do futebol semanal.

À Petrobras – Petróleo Brasileiro, S.A., principal colaboradora externa dos projetos de pesquisa do CERNN, por confiar em nosso grupo, compartilhar informações e dados, e financiar as atividades. À UTFPR, por disponibilizar o espaço físico e pelo suporte em geral às atividades do grupo. Os últimos 13 anos de minha jornada acadêmica transcorreram na UTFPR Campus Curitiba, a qual já considero minha segunda casa.

Ao povo brasileiro, que por meio da CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior financiou o desenvolvimento deste trabalho, na forma de 18 meses de bolsa de mestrado – processo 88887.602226/2021-00.

Hiago S. da Silva

Fevereiro de 2024

παντα ρει (tudo flui, tudo escoa, tudo se move, tudo evolui)

(Heráclito de Éfeso, ca. 500 a.C.)

*Science is what we understand well enough to
explain to a computer. Art is everything else we do.*

(Donald E. Knuth, 1997)

Que ninguém se engane, só se consegue a
simplicidade através de muito trabalho.

(Clarice Lispector, 1977)

RESUMO

Durante a perfuração de poços de petróleo, um gradiente de pressão se desenvolve ao longo do poço. Esse gradiente precisa ser controlado cuidadosamente, uma vez que o poço somente aceita um estreito intervalo operacional. As pressões ao longo do poço são de difícil medição, sendo, portanto, estimadas por simulação numérica na maioria das vezes. De modo a agregar confiabilidade ao processo, os métodos de predição devem ser os mais precisos possível. Nesse contexto, a modelagem matemática empregada exerce papel fundamental. A natureza do fluido de perfuração agrega considerável complexidade à modelagem, especificamente em razão do comportamento elasto-viscoplástico. Efeitos transientes no escoamento também são de máxima relevância, sendo imprescindível sua contabilização. Dessa forma, o presente trabalho tem por objetivo desenvolver um modelo matemático, visando descrever o reinício de escoamento de fluidos de perfuração gelificados. A modelagem matemática é composta pelas equações de balanço da massa e da quantidade de movimento, equação de estado e equações referentes ao modelo de tixotropia. A geometria do problema consiste em um tubo horizontal reto, sendo o escoamento considerado unidimensional, transiente e compressível. O modelo de tixotropia baseia-se no desbalanço entre a viscosidade de equilíbrio e a atual. As equações de balanço da massa e da quantidade de movimento são acopladas e resolvidas por meio do Método das Características. Foi apresentada uma comparação do modelo cinético com resultados experimentais proveniente de testes reométricos em fluido de perfuração, os quais apresentaram boa concordância após calibração dos parâmetros. A partir do teste de sensibilidade, verificou-se o caráter dissipativo do problema, além das influências da inércia do fluido injetado como agente acelerador ou retardante da quebra da estrutura gelificada do fluido. O mecanismo da quebra do gel pôde ser representado pela mudança de patamar da velocidade, refletindo-se em variação de pressão: após quebra local do gel, a pressão sobe até a quebra total, onde é aliviada até seu valor de regime permanente.

Palavras-chave: Fenômenos transientes; Simulação numérica; Reinício de Escoamento; Tixotropia; Hidráulica de poços.

ABSTRACT

During the oil well drilling, a pressure gradient develops along the well. This gradient needs to be carefully controlled, since the well only accepts a narrow operational pressure interval. Such pressures are difficult to measure, therefore, they are usually estimated by numerical simulation. To assure reliability to the process, the prediction methods must be as precise as possible. In this context, the mathematical models employed have central role. The drilling fluid itself requires considerable complexity for the modelling, specifically because of its elastic-viscoplastic behavior. Transient effects in the flow also have maximum relevance, and are essential to take into account. The main goal of this work is to develop a mathematical model to describe the start-up flow of gelled drilling fluids. The model is composed by the equations of mass and momentum balance, equation of state and the thixotropy model equation. The geometry of the problem consists in a horizontal pipe, with the flow being taken as one-dimensional, transient and compressible. The thixotropy model relies on the unbalance between the equilibrium viscosity and the current viscosity. Mass and momentum equations are coupled and solved by the Method of Characteristics. The kinetic equation of the model was compared with experimental results from rheometric tests over drilling fluid, and a good agreement was reached after the parameters fitting. From the sensitivity analysis, it was observed the dissipative character of the problem, as well as the influence of the fluid inertia as an advancer or a retardant of the gelled fluid break-up. The gel break mechanism is represented as the change in the velocity plateau, which results in the pressure variation: after the local gel breakage, pressure rises until the full break, when it starts to relieve, until its steady state.

Keywords: Transient phenomena; Numerical simulation; Start-up flow; Thixotropy; Well hydraulics

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 - Esquema do processo de exploração de petróleo, evidenciando as camadas do subsolo marinho.	18
Figura 1.2 - Esquema do processo de perfuração	19
Figura 1.3 - Janela operacional ilustrativa	20
Figura 4.1 - Malha axial-temporal empregada no Método das Características	56
Figura 5.1 - Tensão de cisalhamento em função da deformação, para distintos valores de taxa de deformação	62
Figura 5.2 - Evolução temporal da viscosidade, variando a taxa de deformação: (a) $\dot{\gamma} = 1 s^{-1}$; (b) $\dot{\gamma} = 2 s^{-1}$; (c) $\dot{\gamma} = 3 s^{-1}$; (d) $\dot{\gamma} = 5 s^{-1}$; (e) $\dot{\gamma} = 7 s^{-1}$; (f) $\dot{\gamma} = 10 s^{-1}$	65
Figura 5.3 - Evolução temporal do módulo de armazenamento medido durante teste oscilatório, amplitude de deformação constante de 10^{-3} e frequência de 1 Hz	67
Figura 5.4 - Evolução temporal da pressão para duas posições da tubulação - caso base	68
Figura 5.5 - Evolução temporal da velocidade para três posições da tubulação - caso base	69
Figura 5.6 - Evolução da pressão adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro λ	70
Figura 5.7 - Evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro λ	71
Figura 5.8 - Evolução da pressão adimensional pelo tempo adimensional, variando o número de Reynolds	72
Figura 5.9 - Evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, variando o número de Reynolds	73
Figura 5.10 - Evolução da pressão adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro a^*	74
Figura 5.11 - Evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro a^*	75

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Equações principais dos modelos analisados na subseção 2.3.1	29
Tabela 2.2 – Equações principais dos modelos analisados na subseção 2.3.2	33
Tabela 2.3 - Características principais dos modelos analisados na subseção 2.2.4.....	38
Tabela 3.1 - Resumo das equações e parâmetros empregados no trabalho	53
Tabela 5.1 - Viscosidades de regime permanente em função da taxa de deformação, obtidas pelo ajuste numérico e obtidas experimentalmente	63
Tabela 5.2 - Termo de quebra ajustado em função da taxa de deformação	66
Tabela 5.3 - Conjunto de parâmetros adimensionais que definem o caso base da análise de sensibilidade	68

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CERNN	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
FNG	Fluido Newtoniano Generalizado
HB	Herschel-Bulkley
IUPAC	<i>International Union of Pure and Applied Chemistry</i> (União Internacional de Química Pura e Aplicada)
MOC	<i>Method of Characteristics</i> (Método das Características)
PETROBRAS	Petroleo Brasileiro S. A.
TLE	Tensão Limite de Escoamento
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná
WPS	<i>Well Pressure Simulation</i> (Simulador de Pressão em Poços)

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Romanos

a	Parâmetro de ajuste do modelo	$\left[\frac{1}{s^{1-b}} \right]$
b	Parâmetro de ajuste	$[-]$
C^+, C^-	Linhas características	$[-]$
c	Velocidade de propagação da onda na tubulação	$\left[\frac{m}{s} \right]$
D	Diâmetro	$[m]$
F^+, F^-	Coefficientes da resolução numérica	$[-]$
f	Fator de atrito	$[-]$
G	Módulo elástico	$[Pa]$
G_0	Módulo elástico inicial	$[Pa]$
G'	Módulo de armazenamento	$[Pa]$
K	Índice de consistência	$[Pa s^n]$
L	Comprimento da tubulação	$[m]$
Ma	Número de Mach	$[-]$
n	Índice de lei de potência	$[-]$
NZ	Número de divisões da malha axial	$[-]$
P	Pressão	$[Pa]$
P_{atm}	Pressão atmosférica	$[Pa]$
Q	Vazão	$\left[\frac{m^3}{s} \right]$
r	Coordenada radial	$[m]$
R	Raio da tubulação	$[m]$
Re	Número de Reynolds	$[-]$
t	Tempo	$[s]$
t_{eq}	Tempo de equilíbrio	$[s]$
t_q	Tempo de quebra	$[s]$
t_s	Tempo de reestruturação	$[s]$
v	Velocidade	$\left[\frac{m}{s} \right]$

V	Velocidade de regime permanente	$\left[\frac{m}{s} \right]$
V_z	Velocidade média	$\left[\frac{m}{s} \right]$
z	Posição axial	$[m]$

Símbolos gregos

α	Compressibilidade isotérmica	$[Pa^{-1}]$
Δt	Passo de tempo	$[s]$
Δz	Tamanho do elemento da malha axial	$[m]$
δ	Razão de aspecto	$[-]$
φ	Fluidez	$[(Pa\ s)^{-1}]$
ρ	Massa específica	$\left[\frac{kg}{m^3} \right]$
$\dot{\gamma}$	Tensor taxa de deformação	$[s^{-1}]$
$\dot{\gamma}$	Módulo do tensor taxa de deformação	$[s^{-1}]$
$\dot{\gamma}_{crit}$	Taxa de deformação crítica	$[s^{-1}]$
γ_e	Deformação elástica	$[s^{-1}]$
$\dot{\gamma}_w$	Taxa de deformação avaliada na parede	$[s^{-1}]$
λ	Parâmetro estrutural; Parâmetro difusivo	$[-]$
λ_{eq}	Parâmetro estrutural de equilíbrio	$[-]$
λ_0	Parâmetro estrutural inicial	$[-]$
μ	Viscosidade	$[Pa\ s]$
μ_p	Viscosidade plástica	$[Pa\ s]$
η	Viscosidade aparente	$[Pa\ s]$
η_v	Viscosidade estrutural	$[Pa\ s]$
η_{eq}	Viscosidade de equilíbrio	$[Pa\ s]$
η_{∞}	Viscosidade à uma taxa de deformação infinita	$[Pa\ s]$
τ	Tensor tensão de cisalhamento	$[Pa]$
τ_0	Tensão limite de escoamento	$[Pa]$
τ_w	Tensão de cisalhamento avaliada na parede	$[Pa]$

σ_q	Termo de quebra	$[s]$
θ	Coordenada azimutal	$[-]$
θ_1	Tempo de relaxação	$[s]$
θ_2	Tempo de retardo	$[s]$
χ	Multiplicador do método das características	$[-]$

Sobrescritos

$()^*$ Referente à grandeza em forma adimensional

Subscritos

$()_z$ Referente à coordenada axial
 $()_r$ Referente à coordenada radial
 $()_\theta$ Referente a coordenada azimutal
 $()_v$ Referente à viscosidade variável no tempo
 $()_w$ Referente à grandeza avaliada na parede do tubo
 $()_{eq}$ Referente à grandeza avaliada em sua condição de equilíbrio
 $()_q$ Referente à quebra
 $()_s$ Referente à reconstrução
 $()_{ss}$ Referente à grandeza avaliada em regime permanente

SUMÁRIO

1	Introdução	17
1.1	Perfuração de poços	17
1.2	Caracterização do Problema	18
1.3	Objetivos	21
1.4	Estrutura do Trabalho	22
2	Fundamentação Teórica e Revisão Bibliográfica	23
2.1	Fundamentação Teórica	23
2.1.1	Fluido Newtoniano Generalizado	23
2.2	Materiais Dependentes do Tempo –Tixotropia	25
2.2.1	Abordagens de modelagem	25
2.3	Revisão Bibliográfica	27
2.3.1	Modelos de tixotropia com parâmetro estrutural – Abordagem Microestrutural Indireta	27
2.3.2	Modelos de tixotropia sem parâmetro estrutural – Abordagem fenomenológica	31
2.4	Modelagem do reinício de escoamento	35
2.5	Síntese do Capítulo	42
2.6	Objetivos Específicos	43
3	Modelagem Matemática	44
3.1	Problema	44
3.2	Hipóteses Simplificadoras e Condições de Contorno	44
3.3	Equações Governantes	45
3.3.1	Equação de estado	45
3.3.2	Equação de conservação da massa	46
3.3.3	Equação da conservação da quantidade de movimento	47
3.3.4	Equação Constitutiva	47
3.3.5	Equação de Evolução da Viscosidade	48
3.4	Condições inicial e de contorno	50
3.5	Modelo adimensional	50
3.6	Síntese do Capítulo	52
4	Metodologia de solução	54
4.1	Método das características	54
4.2	Discretização das Equações	56
4.3	Algoritmo de Solução	58
4.4	Síntese do Capítulo	60
5	Resultados	61
5.1	Ajuste do modelo matemático	61
5.1.1	Procedimento experimental – Kroetz (2020)	61
5.1.2	Ajuste dos parâmetros do modelo	63
5.2	Análise de sensibilidade	67
5.2.1	Efeito do parâmetro β	70

5.2.2	Efeito do número de Reynolds	71
5.2.3	Efeito do parâmetro a^*	73
5.3	Síntese do capítulo	75
6	Considerações Finais	77
6.1	Sugestões para trabalhos futuros	79
7	Referências Bibliográficas	80

1 INTRODUÇÃO

O petróleo é um recurso natural de origem fóssil, não renovável e de elevado teor energético, cujos derivados possuem ampla aplicação em engenharia, tais como, geração de energia, produção de combustíveis, fabricação de plásticos, tintas, asfaltos, entre outros (MORAIS, 2013). Mesmo em vista dos crescentes avanços em alternativas renováveis e de menor impacto ambiental, o papel exercido pelo petróleo no contexto energético mundial ainda é de protagonismo no médio e longo prazo. Kalghatgi (2018) prevê para o ano de 2040 uma participação do petróleo de no mínimo 90 % em atividades de transporte, sendo a utilização mais preponderante já nos dias de hoje.

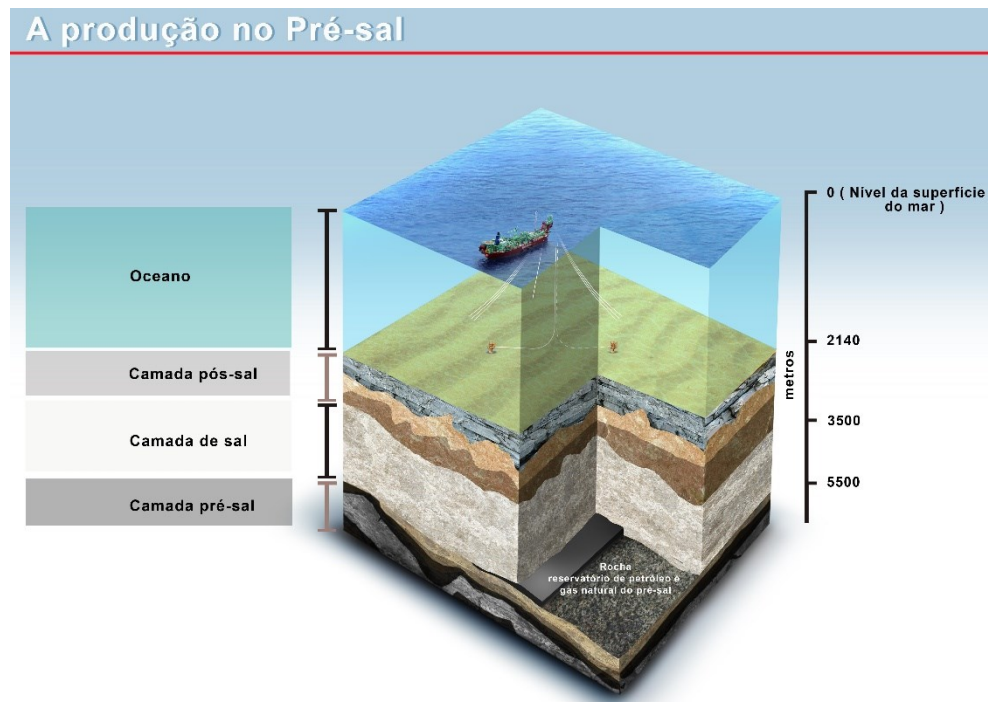
Devido a características geológicas do território brasileiro, as reservas de petróleo são predominantemente submarinas e as ultimamente encontradas se situam em profundidades cada vez maiores (PEYERL, 2019). Assim, um novo patamar de esforços na exploração do recurso se faz necessário. Nesse cenário, presenciam-se desafios tecnológicos tanto na extração quanto no transporte do petróleo.

A região do pré-sal brasileiro, ilustrada na Figura 1.1, caracteriza-se por lâminas d'água de 2000 m de profundidade e camadas de sal de mais de 3000 m de extensão (PETROBRAS, 2018). Tais condições criam dificuldades no processo de perfuração, principalmente devido às altas pressões no fundo do poço, aos vários tipos de rocha presentes ao longo da perfuração e aos diferentes tipos de fluidos de perfuração necessários em cada etapa. Salienta-se também o alto custo financeiro requerido à perfuração do poço.

1.1 Perfuração de poços

Após identificar geologicamente as localidades com potencial de produção petrolífera, inicia-se o processo de exploração propriamente dito. A primeira etapa é a perfuração do leito marítimo, e subsequente revestimento do poço recém-aberto, até profundidade suficiente para atingir o reservatório de petróleo. A perfuração do poço se dá pelo movimento de rotação e pela aplicação de força axial sobre uma broca, conectada à extremidade da coluna de perfuração. Simultaneamente, fluido de perfuração é injetado com objetivo de retirar os cascalhos gerados na perfuração (SHORT, 1983).

Figura 1.1 - Esquema do processo de exploração de petróleo, evidenciando as camadas do subsolo marinho.



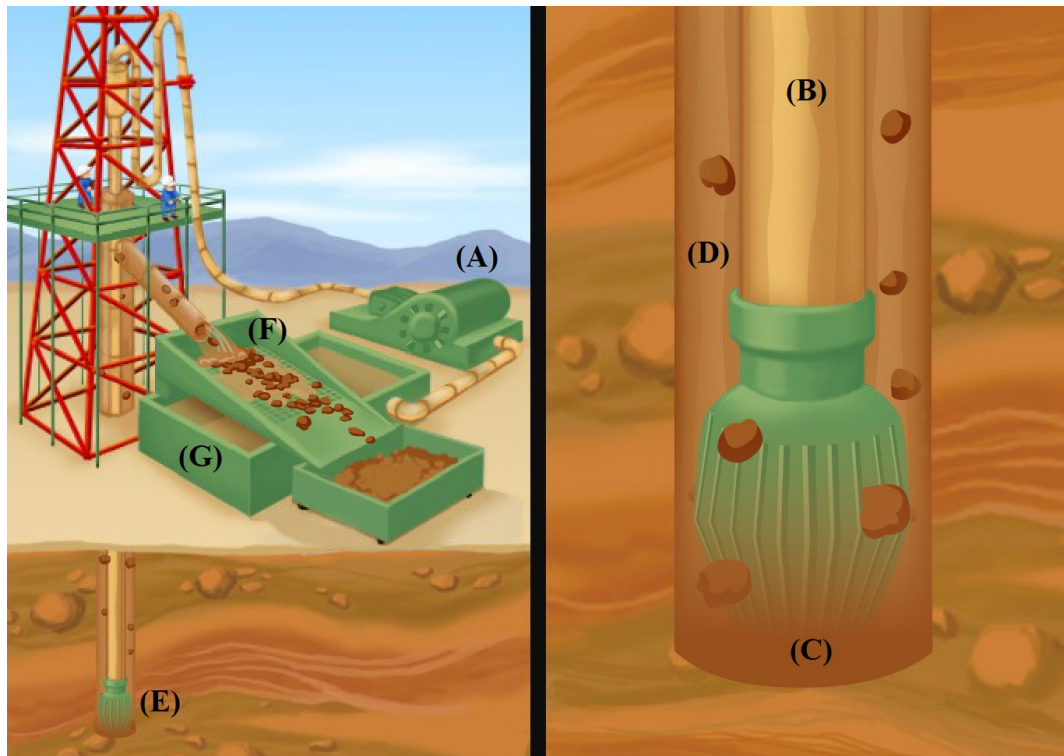
Fonte: Oliveira (2009)

A Figura 1.2 ilustra esquematicamente o processo de perfuração. O fluido é inicialmente pressurizado pela bomba (A) para dentro da coluna de perfuração (B), percorrendo toda a extensão da coluna e deixando-a através de orifícios presentes na broca (C). O retorno do fluido ocorre pelo espaço anular (D) formado entre a parede do poço e a coluna. O movimento de rotação da broca, aliado à força axial exercida pela coluna, promove a perfuração do poço (E), gerando fragmentos de rocha. Estes fragmentos são removidos pelo escoamento do fluido de perfuração. Após chegar à superfície, o fluido é conduzido até peneiras (F) que fazem a separação dos cascalhos. Após passar pelas peneiras, o fluido é recolhido ao tanque (G). Caso necessário, as propriedades do fluido são corrigidas para que possa ser reutilizado (LYONS, 1996).

1.2 Caracterização do Problema

Acerca das finalidades do fluido de perfuração, pode-se citar: carregar os cascalhos gerados na perfuração para fora do poço, sustentar a coluna de perfuração por meio do empuxo, refrigerar e lubrificar a broca e controlar as pressões no poço (SKALLE, 2011).

Figura 1.2 - Esquema do processo de perfuração



Fonte: Adaptado de Schlumberger (2007)

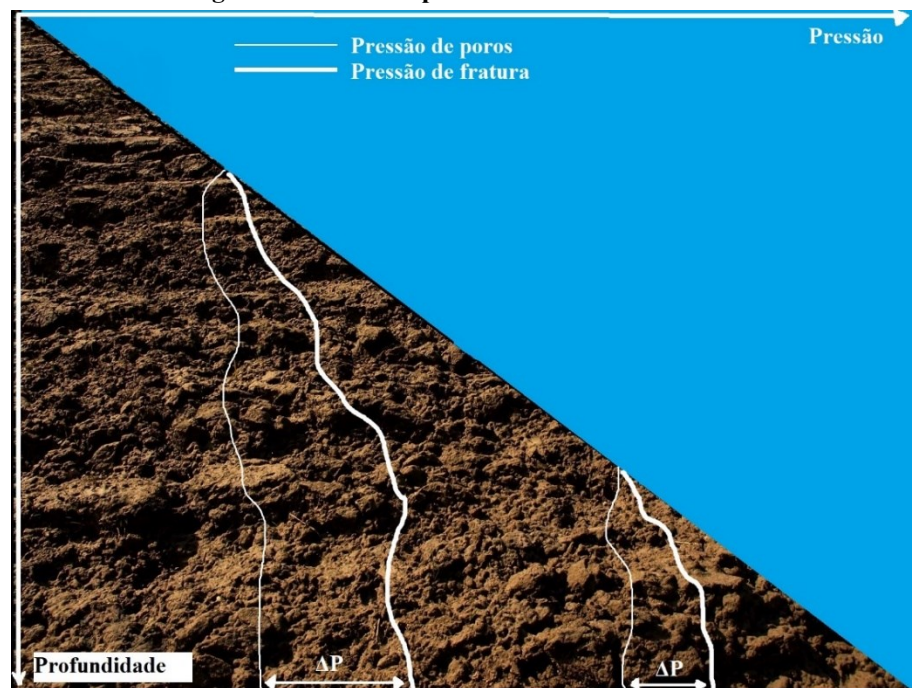
Além das já mencionadas, outra função do fluido de perfuração é a manutenção dos cascalhos em suspensão quando ocorre uma parada de circulação (interrupção no escoamento do fluido) (SKALLE, 2011). Os cascalhos se mantêm em suspensão graças à gelificação e estruturação do fluido de perfuração. Porém, para reiniciar e restituir o escoamento, é necessário quebrar a estrutura gelificada do fluido, impondo gradientes de pressão bem acima dos usuais de trabalho. Isto pode trazer restrições severas ao processo de perfuração, com relação a equipamentos e a própria formação rochosa a ser perfurada.

Para que a perfuração seja segura, as pressões no interior do poço devem manter-se dentro de um intervalo aceitável, denominado janela operacional. Como ilustrado na Figura 1.3, esta janela é função da profundidade. O limite inferior do intervalo é denominado pressão de poros, enquanto que o superior é chamada de pressão de fratura. Pressões abaixo do limiar de poros podem acarretar a entrada do fluido da formação no poço, causando o fenômeno conhecido como *kick*. A ocorrência de um *kick* pode ter consequências severas caso gases invasores atinjam a superfície. Pressões demasiadamente altas (acima da pressão de fratura) podem danificar as paredes do poço, causando fraturas e perda de fluido de perfuração para a formação

rochosa. Em casos mais severos, ocorrem prejuízos estruturais no poço, podendo até mesmo acarretar no colapso e perda do poço (SANTOS, 2006).

De modo a manter a pressão do poço dentro do estabelecido pela janela operacional, são realizados ajustes da massa específica do fluido e controle da vazão e da pressão de bombeio (SANTOS, 2006). Apesar da vazão e pressão de bombeio serem relativamente simples de controlar, o mesmo não ocorre com as pressões ao longo do poço, uma vez que é bastante limitada a instalação de transdutores ou outros sensores no poço. Essas pressões são normalmente obtidas por estimativas, ou calculadas via simulação numérica.

Figura 1.3 - Janela operacional ilustrativa



Fonte: Adaptado de Santos (2006)

Enfatiza-se a criticidade do comportamento das pressões, especialmente em situações onde ocorrem variações bruscas em condições do escoamento. Efeitos transientes são comumente experimentados em cenários de perfuração de poços. Dentre eles, pode-se mencionar a transmissão de pressão e o reinício de escoamento.

A transmissão de pressão é vivenciada em situações de acionamento hidráulico de válvulas no fundo do poço. Tendo em vista as dimensões do poço e as características do fluido de perfuração, a pressão de acionamento não é totalmente transmitida, podendo acarretar em falhas nesses dispositivos (OLIVEIRA et al., 2013).

O problema do reinício de escoamento ocorre após interrupções da circulação do fluido de perfuração no poço. Devido a questões de inércia e de gelificação do fluido, a restituição do escoamento acarreta pressões muito acima das usuais de trabalho. Apesar da curta duração dessas sobrepressões, seus picos podem ser suficientemente danosos ao poço.

O processo de gelificação e quebra da estrutura gelificada confere ao fluido características elasto-visco-plásticas e dependência temporal das propriedades. O conhecimento destas propriedades é de extrema importância para prever pressões no interior do poço durante o reinício do escoamento do fluido de perfuração. Dentre as características mencionadas, a mais crítica é a dependência temporal das propriedades dos fluidos, que neste caso é denominada tixotropia. A tixotropia pode ser caracterizada como a redução contínua da viscosidade com o tempo para um esforço de cisalhamento constante (quebra do gel) e a recuperação reversível da viscosidade quando o esforço é retirado (gelificação).

Modelos matemáticos visando descrever materiais tixotrópicos vem sendo desenvolvidos e ajustados nos últimos 70 anos. Aproveitando-se da crescente utilização de ferramentas computacionais, os modelos se tornaram mais complexos, o que lhes possibilita apresentarem respostas mais próximas da realidade. Em contraposição, modelos mais complexos são de difícil utilização prática e em campo. Parte dessa dificuldade reside no ajuste e calibração dos modelos, parte diz respeito às dificuldades de interpretar os numerosos parâmetros presentes nos modelos, alguns inclusive carecendo de significado físico e cumprindo um papel proeminentemente matemático.

1.3 Objetivos

Levando em consideração o exposto acima, o objetivo do presente trabalho é o desenvolvimento de um modelo matemático para simular o reinício de escoamento de fluidos de perfuração gelificados. A geometria consiste em um tubo reto, sendo o escoamento considerado unidimensional, transiente e compressível. O fluido de perfuração será considerado tixotrópico. A formulação matemática consistirá das equações de balanço de massa e quantidade de movimento, equação de estado e equação constitutiva do comportamento tixotrópico.

1.4 Estrutura do Trabalho

O presente trabalho está dividido em sete capítulos: o primeiro contempla a introdução ao tema, desde uma contextualização até o delineamento do problema e o objetivo geral.

O segundo capítulo traz uma breve explanação dos conceitos básicos de mecânica dos fluidos não-newtonianos, seguida da revisão da literatura acerca do fenômeno da tixotropia e do reinício de escoamento. Ao final, são apresentados os objetivos específicos.

No terceiro capítulo, será desenvolvido o modelo matemático, partindo das hipóteses simplificadoras, geometria do problema, condições de contorno, até chegar às equações do modelo propriamente dito e a sua adimensionalização.

Após apresentar a modelagem físico-matemática do problema, no quarto capítulo é apresentada a modelagem numérica, por meio da discretização das equações e desenvolvimento do algoritmo de solução.

O quinto capítulo traz a compilação dos resultados: inicia-se com uma comparação do modelo com resultados reométricos, para então contrapor junto com modelos clássicos da literatura e testar a sensibilidade dos parâmetros adimensionais.

Por fim, no sexto capítulo são apresentadas as considerações finais, com base na revisão da literatura, no desenvolvimento do trabalho e nos resultados.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA E REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo serão apresentados alguns conceitos fundamentais necessários para a compreensão do desenvolvimento do trabalho. Na seção 2.1 serão lembrados aspectos da mecânica dos fluidos não newtonianos. Nas seções 2.2 e 2.3 serão explorados o fenômeno da tixotropia e a modelagem do reinício de escoamento de fluidos, respectivamente, a partir de uma revisão de trabalhos da literatura.

2.1 Fundamentação Teórica

Nas subseções seguintes serão apresentados os conceitos de fluido newtoniano, fluido newtoniano generalizado e materiais dependentes do tempo. A partir desses conceitos, será desenvolvida a ideia de tixotropia, sobre a qual será feita posteriormente a revisão da literatura.

2.1.1 Fluido Newtoniano Generalizado

O modelo mais simples de fluido é o definido pela lei da viscosidade de Newton. Neste modelo, assume-se uma relação linear entre tensão e taxa de deformação por cisalhamento no material (WHITE, 2010), onde a constante de proporcionalidade é a viscosidade. A equação constitutiva para o fluido newtoniano é dada por:

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (2.1)$$

sendo $\boldsymbol{\tau}$, o tensor tensão de cisalhamento, μ , a viscosidade dinâmica e $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$, o tensor taxa de deformação. Apesar de ser independente do campo da tensão ou da taxa de cisalhamento, a viscosidade pode ser uma função da pressão e temperatura.

Diversos fluidos de interesse na engenharia não apresentam viscosidade constante, tais como, fluidos de perfuração e materiais poliméricos em geral. Uma forma de tratá-los é utilizando o modelo de fluido newtoniano generalizado (BIRD et al., 1987), descrito por:

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\boldsymbol{\gamma}}) \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (2.2)$$

sendo η , a viscosidade não newtoniana ou viscosidade aparente que é função do módulo do tensor taxa de deformação $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$. O módulo do tensor taxa de cisalhamento é calculado a partir da

segunda invariante do tensor, $\dot{\gamma} = (\Pi_{\dot{\gamma}}/2)^{1/2}$. Dentre os fluidos newtonianos generalizados (FNG) mais conhecidos, pode-se citar o fluido de Bingham, o de Lei de Potência (*power law*) e o de Herschel-Bulkley (HB).

O fluido de Bingham é representado pela eq. (2.3), cuja sua principal característica é apresentar uma tensão limite de escoamento (TLE). Caso a tensão de cisalhamento seja superior à TLE, o fluido escoar de forma similar ao fluido newtoniano (i.e., com dependência linear entre a tensão e a taxa de deformação) e caso contrário, o fluido não escoar e a taxa de deformação é nula.

$$\begin{cases} \eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + \mu_p; & \tau > \tau_0 \\ \dot{\gamma} = 0; & \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (2.3)$$

Sendo τ , o módulo do tensor tensão $(= (\Pi_{\dot{\gamma}}/2)^{1/2})$, τ_0 , a tensão limite de escoamento e μ_p , a viscosidade plástica.

No caso do fluido de Lei de Potência, a tensão de cisalhamento varia de forma não linear com o aumento da taxa de deformação, conforme a eq. (2.4).

$$\eta = K\dot{\gamma}^{n-1} \quad (2.4)$$

sendo K , o índice de consistência e n , o índice de lei de potência. Este tipo de fluido não apresenta TLE (BIRD et al., 1987).

O fluido de Herschel-Bulkley une as características do fluido de Bingham e de Lei de Potência. Além da tensão limite de escoamento, a relação entre tensão de cisalhamento e taxa é não linear acima da TLE, como representado pela eq. (2.5).

$$\begin{cases} \eta = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + K\dot{\gamma}^{n-1}; & \tau > \tau_0 \\ \dot{\gamma} = 0 & ; \quad \tau < \tau_0 \end{cases} \quad (2.5)$$

A depender do valor de n , o material pode apresentar comportamentos diametralmente opostos. Para $n > 1$, a viscosidade aparente aumenta com o aumento da taxa de deformação e o fluido é dito dilatante. Para $n < 1$, a viscosidade aparente diminui com o aumento da taxa de deformação, caracterizando o material como pseudoplástico. Se $n = 1$, reconstitui-se o fluido de Bingham e se $\tau_0 = 0$, recupera-se o fluido Lei de Potência.

2.2 Materiais Dependentes do Tempo –Tixotropia

A característica comum entre os três tipos de fluido não newtoniano mencionados anteriormente é a independência temporal de suas propriedades. Isto significa que a viscosidade varia instantaneamente para qualquer alteração na taxa ou na tensão de cisalhamento. Estes modelos, no entanto, não podem representar propriedades do fluido que são dependentes do tempo, como no caso de fluidos tixotrópicos.

O estudo da tixotropia é bastante recente, tendo iniciado em meados do século XX. Dentre as definições clássicas do fenômeno, uma das primeiras é a de Bauer e Collins (1967): “o sistema é considerado tixotrópico quando ocorre uma redução reversível, isotérmica e dependente do tempo na magnitude das propriedades reológicas de um sistema, como: tensão limite de escoamento e viscosidade, mediante a aplicação de uma tensão de cisalhamento”. Pode-se notar que essa definição envolve variáveis e grandezas de engenharia, as quais podem ser mensuradas e quantificadas.

Avançando para a definição mais recente, proposta por Mewis e Wanger (2009), e aceita pela IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry): “tixotropia é um decréscimo contínuo da viscosidade com o tempo quando uma amostra que tenha estado previamente em repouso é submetida ao escoamento e a subsequente recuperação da viscosidade no tempo quando o escoamento é descontinuado”. Essa definição enfatiza a centralidade da viscosidade no conceito da tixotropia, assim como a reversibilidade do fenômeno.

2.2.1 Abordagens de modelagem

A modelagem matemática do comportamento de materiais tixotrópicos é feita baseada em três frentes de abordagem: a fenomenológica, a microestrutural direta e a microestrutural indireta (MEWIS; WAGNER, 2009).

Na abordagem fenomenológica, o modelo matemático é ajustado diretamente à resposta do material. A eq. (2.6) ilustra e generaliza essa classe de modelos, sendo G_i , termos característicos relacionados à elasticidade, η_i , viscosidades características, $\dot{\gamma}$, a taxa de variação com o tempo do tensor taxa de deformação e $\dot{t}$ a taxa de variação com o tempo do

tensor tensão. A utilização desses modelos requer certa cautela, uma vez que aspectos físicos podem ser negligenciados em favor de um ajuste matemático mais fácil. Afinal, essa modelagem não costuma levar em conta os processos e mecanismos responsáveis pelas mudanças estruturais no material. (MUJUMDAR; BERIS; METZNER, 2002).

$$\boldsymbol{\tau} = F_1[G_i, \eta_i, \dot{\gamma}, \ddot{\gamma}, \dot{\boldsymbol{\tau}}, t] \quad (2.6)$$

Para a abordagem microestrutural direta, o foco é modelar a estruturação do material em termos do número de ligações químicas entre suas partículas. Esse tipo de modelagem pode tornar-se bastante complexo, devido à dificuldade em contabilizar as ligações, o que pode requerer hipóteses simplificadoras em demasia. Dada sua baixíssima representatividade, essa classe de modelos será omitida no presente trabalho.

A abordagem microestrutural indireta contabiliza a estruturação do material em termos de um parâmetro estrutural λ . Esse parâmetro assume o valor zero para o material totalmente desestruturado, e o valor um (ou mesmo outro número real positivo) quando o material está totalmente estruturado (MEWIS; WAGNER, 2009). Essa é a abordagem mais amplamente empregada nos trabalhos que tratam da tixotropia. As eqs. (2.7) e (2.8) apresentam de forma genérica as duas principais equações presentes nessa classe de modelos: a equação constitutiva e a equação cinética, respectivamente. A primeira versa sobre a relação entre tensão de cisalhamento e taxa de deformação, enquanto a última diz respeito à evolução do parâmetro estrutural.

$$\boldsymbol{\tau} = F_2[G_i, \eta_i, \dot{\gamma}, \ddot{\gamma}, \dot{\boldsymbol{\tau}}, \lambda, t] \quad (2.7)$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = F_3(1 - \lambda) - F_4(\lambda, \dot{\gamma}, \boldsymbol{\tau}) \quad (2.8)$$

com as funções F_3 e F_4 representam, respectivamente, as parcelas responsáveis pela quebra e reestruturação do material.

2.3 Revisão Bibliográfica

2.3.1 Modelos de tixotropia com parâmetro estrutural – Abordagem Microestrutural Indireta

O conceito de parâmetro estrutural foi utilizado pela primeira vez em Moore (1959) visando descrever pastas cerâmicas. Cheng e Evans (1965) aprimoraram o modelo de Moore, generalizando-o para modelar também a anti-tixotropia (comportamento inverso ao da tixotropia, i.e., aumento da viscosidade na presença de escoamento, com subsequente diminuição ao cessar esse escoamento).

Um modelo clássico é o de Houska (1981), que se baseou em Cheng e Evans (1965). Esse modelo visava representar materiais de caráter alimentício, como iogurtes, maionese, gorduras, mostarda e leite condensado. Houska (1981) considerou que o fluido não se recupera de deformações sofridas e, portanto, é isento de elasticidade.

Sestak et al. (1987) modelaram o comportamento do petróleo parafínico, com um equacionamento semelhante ao de Houska (1981), considerando a quebra e a reconstrução da estrutura do material. Hoje, sabe-se que o petróleo parafínico apresenta irreversibilidades, não sendo material tixotrópico. Esse modelo distingue-se do anterior pela presença da tensão limite de escoamento, dependente da estrutura do material.

Dullaert e Mewis (2006) propuseram um modelo visando descrever o comportamento da sílica fumê e fuligem. A tensão de cisalhamento é contabilizada em parcelas elástica e viscosa dependentes da estrutura, com duas equações diferenciais constitutivas, uma para cada parcela. A equação diferencial de evolução do parâmetro estrutural considera os efeitos de quebra e recuperação da estrutura, além do efeito browniano na recuperação. As equações são dependentes do tempo, com diversas constantes. O modelo proposto tem boa concordância com resultados experimentais.

Outro modelo de relevância foi o proposto por Souza Mendes (2009). Nesse modelo, a elasticidade tem papel de maior relevância, comparado aos modelos desenvolvidos até então. O modelo é baseado no fluido viscoelástico de Maxwell, tendo a viscosidade dinâmica e o módulo elástico dependentes do parâmetro estrutural.

Posteriormente, em Souza Mendes e Thompson (2013), o modelo foi aprimorado ao modificar a equação de evolução do parâmetro estrutural. A partir de então, a equação de evolução do parâmetro estrutural passa a depender apenas do parâmetro estrutural de equilíbrio

e do completamente estruturado. As equações da viscosidade estrutural e do módulo elástico estrutural sofreram alterações, enquanto a equação constitutiva passa a basear-se no modelo de Jeffrey. O parâmetro estrutural varia entre zero e um número positivo, normalmente grande. O equacionamento completo desse modelo totaliza 13 parâmetros constantes, os quais devem ser ajustados para caracterizar determinado fluido.

Os trabalhos de Wei et al. (2016, 2018) apresentaram o conceito de múltiplos parâmetros estruturais, que representa bem os casos de resposta não monotônica (isto é, onde ocorrem variações positivas e negativas na curva de evolução da propriedade em análise). Outra motivação desse trabalho é a alegação de que ao utilizar apenas um parâmetro estrutural subentende-se que o material é totalmente homogêneo e isotrópico, o que nem sempre pode ser garantido.

A Tabela 2.1 sumariza os trabalhos apresentados ao longo da seção, apresentando suas equações constitutivas e de evolução do parâmetro estrutural.

Tabela 2.1 - Equações principais dos modelos analisados na subseção 2.3.1

Trabalho	Equação Constitutiva	Equação de evolução do parâmetro estrutural
Moore	$\tau = (\eta_0 + C_1 \lambda) \dot{\gamma} \quad (2.9)$	$\frac{d\lambda}{dt} = C_2 (1 - \lambda) - C_3 \lambda \dot{\gamma} \quad (2.10)$
Houska (1981)	$\tau = \tau_{y0} + (\tau_{y1} + C_4 \dot{\gamma}^{e1}) \lambda + C_5 \quad (2.11)$	$\frac{d\lambda}{dt} = C_6 (1 - \lambda) - C_7 \lambda \dot{\gamma}^{e2} \quad (2.12)$
Sestak et al. (1987)	$\begin{cases} \tau = \tau_{y0} + \tau_{y1} \lambda + (w + \lambda \Delta w) \dot{\gamma}^{e1}, \text{ se } \tau > \tau_{y0} + \lambda \tau_{y1} \\ \dot{\gamma} = 0, \text{ se } \tau < \tau_{y0} + \lambda \tau_{y1} \end{cases} \quad (2.13)$	$\frac{d\lambda}{dt} = C_6 (1 - \lambda) - C_7 \lambda \dot{\gamma}^{e2} \quad (2.14)$
Dullaert e Mewis (2006)	$\tau = \lambda G_0 \gamma_e + \lambda \eta_{st,0} \dot{\gamma} + \eta_\infty \dot{\gamma}$ $\frac{d\gamma_e}{dt} = \left(\frac{C_7}{t} \right)^\beta [\tau \gamma_c - \tau_{RP} \gamma_e] \quad (2.15)$	$\frac{d\lambda}{dt} = \left(\frac{1}{t^{e3}} \right) [-C_8 \dot{\gamma} \lambda + C_9 \dot{\gamma}^{0.5} (1 - \lambda) + C_{10} (1 - \lambda)] \quad (2.16)$
Souza Mendes (2009)	$\tau + \frac{\eta_v}{G} \frac{d\tau}{dt} = \eta_v \dot{\gamma} \quad (2.17)$	$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{t_{eq}} \left[(1 - \lambda)^{e4} - (1 - \lambda_{eq})^{e4} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{eq}} \right)^{e5} \left(\frac{\tau}{\eta_v (\lambda_{eq}) \dot{\gamma}} \right)^{e6} \right] \quad (2.18)$
Souza Mendes e Thompson (2013)	$\tau + \theta_1 \frac{d\tau}{dt} = \eta_v \left(\dot{\gamma} + \theta_2 \frac{d\dot{\gamma}}{dt} \right) \quad (2.19)$	$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{t_{eq}} \left[\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{eq}} \right)^b \left(\frac{1}{\lambda_{eq}} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^a \right] \quad (2.20)$

Trabalho	Equação Constitutiva	Equação de evolução do parâmetro estrutural
Wei et al. (2016)	$\tau = \tau_{y0}\lambda + h_{thix}\lambda\dot{\gamma} + \eta_n\dot{\gamma}, \quad \lambda = \sum_{i=1}^N K_i \lambda_i \quad (2.21)$	$\frac{d\lambda_i}{dt} = F_i \left[-k_1 \phi^a \lambda_i^n + k_2 \phi^b (1 - \lambda_i)^m + k_3 (1 - \lambda_i)^m \right] \quad (2.22)$
Wei et al. (2018)	$\dot{\gamma}_p = \begin{cases} 0, & se \left \tau_{eff} \right < \lambda k_y \\ \frac{\left \tau_{eff} \right - \lambda k_y}{\lambda \eta_{thix}} sign(\tau_{eff}), & se \left \tau_{eff} \right \geq \lambda k_y \end{cases} \quad (2.23)$	$\frac{d\lambda_i}{dt} = F_i \left[-k_1 \phi^a \lambda_i^n + k_2 \phi^{0.5} (1 - \lambda_i) + k_3 (1 - \lambda_i) \right] \quad (2.24)$

Fonte: Autoria própria (2022)

2.3.2 Modelos de tixotropia sem parâmetro estrutural – Abordagem fenomenológica

Uma das críticas mais pertinentes à abordagem microestrutural indireta é baseada na alegação de que o parâmetro estrutural não possui caráter físico satisfatório. Afinal, trata-se de uma grandeza adimensional, com um papel essencialmente matemático, que não possui relação direta com o nível de estruturação do material (SIQUEIRA; PASQUALI; DE SOUZA MENDES, 2020).

Outro ponto a ser questionado nos modelos mencionados na seção anterior é a falta de compromisso com a aplicação em engenharia, considerando a complexidade do modelo e o número de parâmetros a serem ajustados. O modelo de Souza Mendes e Thompson (2013), por exemplo, possui 13 parâmetros (constantes) a serem ajustados via experimentos. Em alguns modelos, há inclusive a alegação de que alguns dos parâmetros não possuem sentido físico, atuando apenas como parâmetros matemáticos que garantem o ajuste.

Nesse contexto, visando aplicações de engenharia, pode ser oportuno explorar modelos que não empregam o parâmetro estrutural, e de preferência, que contenham número reduzido de parâmetros a serem ajustados.

Diferindo dos demais trabalhos de seu tempo, Fredrickson (1970) propôs um modelo que não possui o parâmetro estrutural. Em seu lugar, a propriedade dependente do tempo é a fluidez, definida como o inverso da viscosidade.

Rønningsen (1992) modificou a equação clássica do fluido de Bingham, tornando a tensão limite de escoamento dependente do tempo, mantendo a viscosidade plástica constante. Essa ideia foi revisitada em Chang et al. (1999) e Davidson et al. (2004).

Quase 20 anos depois de Fredrickson, Bautista et al. (1999) desenvolveram um modelo também baseado no uso da fluidez. Esse modelo visava descrever o comportamento de dispersões líquidas cristalinas, e também podia representar a anti-tixotropia, munido de um equacionamento simples, que envolve o uso de cinco parâmetros. Manero et al. (2007) revisitaram o trabalho anterior, agregando uma abordagem termodinâmica. López-Aguilar et al. (2014) propuseram um modelo também baseado em Bautista et al. (1999) e Manero et al. (2007). Visando representar soluções micelares (de caráter viscoplástico), esse modelo restringiu-se a tratar de escoamentos em contrações-expansões, avaliando com mais enfoque as soluções de regime permanente. Posteriormente, López-Aguilar et al. (2015) submeteram o modelo anterior a uma série de testes de comparação com modelos anteriores.

Objetivando aplicação em escoamento de fluidos de perfuração, Santos e Negrão (2017) trouxeram uma alternativa ao uso da fluidez e do parâmetro estrutural. Nesse modelo, o caráter tixotrópico do material é dado em função do desbalanço das propriedades no tempo atual e no regime permanente. Assim, o modelo apenas necessita como entradas os valores das propriedades no início e no regime permanente. Dessa forma, tem-se um modelo enxuto, e com poucos parâmetros, de fácil aplicação.

Novamente baseando-se em Bautista et al. (1999), Souza Mendes et al. (2018) desenvolveu seu modelo, também utilizando-se do conceito da fluidez. Em comparação com seus modelos anteriores, esse tem um equacionamento mais simples, utilizando-se de cinco parâmetros, escolhidos de forma a serem ajustados com base em experimentos reológicos simples. Os autores esclarecem melhor a motivação de se usar a fluidez, em contraponto à viscosidade, que apresenta problemas de descontinuidades na presença de tensão limite de escoamento. Siqueira et al. (2020) expôs uma versão modificada do modelo de Souza Mendes (2018) e o comparou com resultados experimentais de uma solução de laponita. Foi observado que o modelo representa bem características importantes como o efeito avalanche e o *shear banding*. Além disso, a quebra e a reconstrução da estrutura dependem da solicitação aplicada e de dois parâmetros: o tempo de avalanche e o tempo de estruturação.

A Tabela 2.2 apresenta as equações constitutiva e de evolução da propriedade dependente do tempo, para cada modelo discutido na presente subseção.

Tabela 2.2 – Equações principais dos modelos analisados na subseção 2.3.2

Modelo	Equação Constitutiva	Equação da Propriedade Dependente do Tempo
Fredrickson (1970)	$\tau = \frac{2\dot{\gamma}}{\varphi} \quad (2.25)$	$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{(\varphi_0 - \varphi)}{t_r} + k(\varphi_\infty - \varphi)\tau : D \quad (2.26)$
Rønningsen (1992)	$\begin{cases} \tau = \tau_y(t) + \mu_p \dot{\gamma}, & se \ \tau > \tau_y(t) \\ \dot{\gamma} = 0, & se \ \tau < \tau_y(t) \end{cases} \quad (2.27)$	$\tau_y(t) = \frac{\tau_y(0) - \tau_y(\infty)}{1 + C_{11}t} + \tau_y(\infty) \quad (2.28)$
Chang et al. (1999)	$\begin{cases} \tau = \tau_y(t) + \mu_p \dot{\gamma}, & se \ \tau > \tau_y(t) \\ \dot{\gamma} = 0, & se \ \tau < \tau_y(t) \end{cases} \quad (2.29)$	$\tau_y(t) = \frac{\tau_g - \tau_0}{1 + t/t_q} + \tau_0 \quad (2.30)$
Bautista et al. (1999)	$\tau + \frac{\tau^\nabla}{G_0\varphi} = \frac{2D}{\varphi} \quad (2.31)$	$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{(\varphi_0 - \varphi)}{t_r} + k(\varphi_\infty - \varphi)\tau : D \quad (2.32)$
López- Aguilar et al. (2014)	$\tau + \frac{\tau^\nabla}{\varphi G_0} = \frac{2D}{\varphi} \quad (2.33)$	$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{(\varphi_0 - \varphi)}{t_r} + k\varphi_\infty\tau : D \quad (2.34)$
Santos e Negrão (2017)	$\tau + \theta_1 \frac{d\tau}{dt} = \eta_v \left(\dot{\gamma} + \theta_2 \frac{d\dot{\gamma}}{dt} \right) \quad (2.35)$	$\frac{d\eta_v}{dt} = \frac{\eta_{v,eq} - \eta_v}{t_{eq}} \quad (2.36)$

Modelo	Equação Constitutiva	Equação da Propriedade Dependente do Tempo
Souza Mendes et al. (2018)	$\dot{\gamma} + \theta_{\infty}^{\nabla} \dot{\gamma} = [(\varphi_{\infty} - \varphi_0)\varphi_v + \varphi_0] \left[\tau + \theta_s^{\nabla} \tau \right] \quad (2.37)$	$\frac{d\varphi_v}{dt} = \begin{cases} \frac{s}{t_a \varphi_{eq}} (\varphi_{eq} - \varphi_v)^{\frac{s+1}{s}} \varphi_v^{\frac{s-1}{s}}, & se \ 0 < \varphi_v < \varphi_{eq} \\ -\frac{\varphi_v - \varphi_{eq}}{t_c}, & se \ \varphi_{eq} < \varphi_v < \varphi_{\infty} \end{cases} \quad (2.38)$
Siqueira et al. (2020)	$\dot{\gamma} + \theta_s^{\nabla} \dot{\gamma} = \varphi_v \tau + \theta_{\infty}^{\nabla} \tau \quad (2.39)$	$\frac{d\varphi_v}{dt} = \begin{cases} \frac{s}{t_a} \frac{(\varphi_{eq} - \varphi_v)^{\frac{s+1}{s}} (\varphi_v + \varphi_0)^{\frac{s-1}{s}}}{(\varphi_{eq} + \varphi_0)}, & se \ 0 < \varphi_v < \varphi_{eq} \\ -\frac{\varphi_v - \varphi_{eq}}{t_c}, & se \ \varphi_{eq} < \varphi_v < \varphi_{\infty} \end{cases} \quad (2.40)$

Fonte: Autoria própria (2022)

2.4 Modelagem do reinício de escoamento

O primeiro trabalho a endereçar o problema do reinício de escoamento foi o de Sestak et al (1987). Os autores consideraram uma tubulação inicialmente preenchida por fluido gelificado, deslocado por óleo não gelificado. Os dois materiais na tubulação são tratados como imiscíveis. O fluido gelificado é modelado como em Houska (1981), sendo desconsiderados efeitos de inércia. O equacionamento é baseado em balanços de forças de pressão e cisalhamento. Como principais conclusões, os autores afirmam que a quebra do material gelificado se dá pela aplicação de pressão.

No mesmo ano, Cawkwell e Charles (1987) desenvolveram um modelo mais aprimorado. Além de avaliar o deslocamento do fluido gelificado, também era capaz de fornecer perfis de velocidade e pressão. Isso se deve ao emprego das equações de conservação da massa e quantidade de movimento.

O trabalho de Chang et al (1999) incorpora características de ambos os trabalhos anteriores. O problema modelado continuava sendo o deslocamento do fluido gelificado por um não gelificado, com o comportamento tixotrópico descrito pelo modelo de Houska (1981). Esse trabalho emprega os balanços de forças, em detrimento das equações de conservação da massa e quantidade de movimento. O escoamento é tido como incompressível e o caráter transiente da modelagem é devido à evolução das propriedades reológicas (as quais são dependentes do tempo). A partir do trabalho de Chang et al (1999), Davidson et al (2004) propuseram um modelo considerando a compressibilidade do fluido, porém não levando em conta os efeitos inerciais.

Em Vinay et al.(2006), o problema do reinício de escoamento foi abordado de maneira bidimensional e fracamente compressível (i.e. baixos números de Mach). Diferente dos demais trabalhos apresentados anteriormente, o fluido foi caracterizado como plástico de Bingham, não mais como tixotrópico. Posteriormente, em Vinay et al. (2007), os mesmos autores endereçaram o problema por meio de uma modelagem unidimensional. Os resultados apresentaram boa concordância com o anterior, com redução drástica no tempo computacional requerido para a simulação.

Em uma continuação dos trabalhos anteriores, Wachs et al. (2009) desenvolveram uma combinação de seus modelos uni e bidimensional, nomeando-o como 1,5 D. A motivação deve-se à incapacidade do modelo 1D de lidar com o cisalhamento no tubo, dependente do raio.

Assim, no modelo 1,5D a variação radial da velocidade (e consequentemente, da taxa) passa a ser contabilizada. O modelo tem abrangência física do 2D, porém com resolução numérica mais próxima do 1D. O fluido foi considerado como tixotrópico, e o escoamento seguiu sendo tratado como fracamente compressível. Foram obtidos tempos computacionais reduzidos, em comparação com os trabalhos anteriores, e resultados comparáveis aos do modelo completo 2D.

Oliveira et al. (2010) abordaram o problema do reinício de escoamento em tubulações, por meio de um modelo unidimensional e fracamente compressível. O fluido empregado foi o de Bingham. A geometria considerada foi um espaço anular (que pode ser convertido em tubo fazendo o raio interno igual a zero) formado por geometrias concêntricas, levando em conta os efeitos gravitacionais. Os termos viscosos da equação de conservação de quantidade de movimento foram avaliados utilizando fator de atrito. Os resultados para fluido newtoniano foram condizentes com soluções analíticas, além de apresentarem boa concordância com resultados presentes na literatura para o fluido de Bingham. No teste de sensibilidade de parâmetros adimensionais, evidenciou-se a influência do número de Reynolds na dissipação da onda de pressão, do número de Bingham e da compressibilidade adimensional no nível de oscilação da pressão.

Em Negrão et al. (2011), tem-se uma evolução do modelo anterior. O fluido foi modelado como tixotrópico, utilizando o modelo de tixotropia de Dullaert e Mewis (2006). Os efeitos elásticos envolvidos na quebra da estrutura gelificada foram incorporados na modelagem, sendo notada sua relevância em baixas taxas de cisalhamento. Em contrapartida, esse modelo é bem mais dispendioso computacionalmente, requerendo malhas espaciais e temporais refinadas. Os resultados do modelo reológico foram comparados com dados reométricos. Após ajuste dos coeficientes, o modelo não foi capaz de representar adequadamente o comportamento do fluido de perfuração. Com uma pequena alteração no modelo do fluido, tornou-se possível prever picos de tensão na quebra da estrutura, em testes de taxa de cisalhamento controlada.

O trabalho de Oliveira (2011) foi originalmente dedicado ao problema da transmissão de pressão em poços de petróleo em perfuração. Todavia, a modelagem pode ser utilizada para o problema do reinício de escoamento, apenas adaptando as condições de contorno. O fluido foi modelado como plástico de Bingham e dois diferenciais foram identificados nesse trabalho: o primeiro foi a geometria coluna-espaço anular e o segundo, a aplicação do método das características (WYLIE; STREETER; SUO, 1993) na solução das equações diferenciais. Nos trabalhos anteriormente mencionados, empregou-se o método dos volumes finitos na solução

das equações. Mesmo para os modelos unidimensionais, os processos iterativos envolvidos são lentos, por requerer malhas muito refinadas para atender critérios de estabilidade. De modo a diminuir os tempos computacionais, utilizou-se o método das características que possibilita o uso de malhas menos refinadas.

Oliveira e Negrão (2015) modelaram o reinício de escoamento de petróleo paraafínico utilizando o modelo de tixotropia de Souza Mendes e Thompson (2013). A solução computacional pelo método das características foi mantida, assim como as hipóteses: escoamento unidimensional, laminar e compressível. Neste trabalho, considerou-se que a tensão de cisalhamento variava linearmente na seção transversal. Foram investigadas duas condições de contorno: pressão constante na entrada e vazão constante na entrada.

Santos (2015) modelou fenômenos transitórios em hidráulica de perfuração utilizando análise bidimensional do problema. O fluido foi considerado como sendo não dependente do tempo, num primeiro momento, para depois ser considerado como tixotrópico. O modelo de tixotropia empregado foi o de Souza Mendes e Thompson (2013). Os resultados desse modelo foram confrontados com dados experimentais, apresentando boa concordância.

Bao e Zhang (2020) estudaram o reinício de escoamento em tubulações, num cenário de produção de petróleo, considerando-o como unidimensional e compressível. O fluido foi admitido inicialmente como tixotrópico, utilizando o modelo de Dullaert e Mewis (2006), e em seguida com uma versão modificada deste. Os resultados obtidos foram considerados conservadores, no sentido de preverem pressões de reinício menores, maiores velocidades de regime permanente, e menor tempo total para o reinício, comparado com outros modelos.

A Tabela 2.3 apresenta de forma resumida as principais características dos modelos discutidos na presente subseção.

Tabela 2.3 - Características principais dos modelos analisados na subseção 2.2.4

Modelo	Equações governantes para a variação de pressão	Geometria e configuração	Método de solução	Modelo de fluido	Limitações
Sestak et al. (1987)	Equilíbrio de forças (pressão e cisalhamento)	Tubo horizontal Escoamento unidimensional	Método das Diferenças Finitas	Incompressível Fluido com propriedades dependentes do tempo e da taxa	Despreza inércia do escoamento e a compressibilidade do fluido
Cawkwell e Charles (1987)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo horizontal Escoamento bidimensional	Método das Diferenças Finitas	Compressível Fluido com propriedades dependentes do tempo e da taxa	Despreza-se os termos advectivos da eq. da quantidade de movimento
Chang et al. (1999)	Equilíbrio de forças (pressão e cisalhamento)	Tubo horizontal Escoamento unidimensional	Método das Diferenças Finitas	Incompressível Bingham com TLE dependente do tempo	Despreza inércia do escoamento e a compressibilidade do fluido

Modelo	Equações governantes para a variação de pressão	Geometria e configuração	Método de solução	Modelo de fluido	Limitações
Davidson et al. (2004)	Equilíbrio de forças (pressão e cisalhamento)	Tubo horizontal Escoamento unidimensional	Método das Diferenças Finitas	Compressível Bingham com TLE dependente do tempo	Despreza inércia do escoamento
Vinay et al. (2006)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo horizontal Escoamento bidimensional	Método dos Volumes Finitos (esquema TVD para os termos convectivos)	Compressível Bingham (propriedades constantes)	Massa específica não varia na direção axial Alto tempo computacional requerido
Wachs et al. (2009)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo horizontal Modelagem mista entre unidimensional e bidimensional	Método dos Volumes Finitos (esquema TVD para os termos convectivos)	Compressível Bingham com propriedades dependentes do tempo e da taxa	Despreza-se termos não lineares da eq. da quantidade de movimento

Modelo	Equações governantes para a variação de pressão	Geometria e configuração	Método de solução	Modelo de fluido	Limitações
Oliveira et al. (2010)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo ou anular, com inclinação variável Escoamento unidimensional	Método dos Volumes Finitos	Compressível Bingham com TLE dependente do tempo	Despreza o escoamento dentro do tubo
Negrão et al. (2011)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo com inclinação variável Escoamento unidimensional	Método dos Volumes Finitos	Compressível Tixotrópico, segundo o modelo de Dullaert e Mewis (2006)	Assume-se variação linear da tensão de cisalhamento na direção radial
Oliveira (2011)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo vertical Escoamento unidimensional	Método das Características	Compressível Bingham (propriedades constantes)	Despreza termos não lineares na eq. da quantidade de movimento Despreza efeitos inerciais

Modelo	Equações governantes para a variação de pressão	Geometria e configuração	Método de solução	Modelo de fluido	Limitações
Oliveira e Negrão (2015)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo vertical Escoamento unidimensional	Método das Características	Compressível Bingham (propriedades constantes)	Despreza termos não lineares na eq. da quantidade de movimento
Santos (2015)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo vertical Escoamento bidimensional	Método das Características	Compressível Tixotrópico, segundo o modelo de Souza Mendes e Thompson (2013)	Elevado tempo computacional
Bao e Zhang (2020)	Eqs. de conservação da massa e da quantidade de movimento	Tubo horizontal Escoamento unidimensional	Método dos Volumes Finitos	Compressível Tixotrópico, segundo o modelo de Dullaert e Mewis (2006)	Despreza termos não lineares na eq. da quantidade de movimento

Fonte: Autoria própria (2022)

2.5 Síntese do Capítulo

No presente capítulo foi apresentada uma breve revisão de fluidos não newtonianos, para em seguida trazer a revisão da literatura acerca dos principais trabalhos de modelagem do fenômeno da tixotropia. Ao final, foi apresentada uma revisão sobre reinício de escoamento em materiais viscoplásticos, viscoelásticos e tixotrópicos.

Durante a análise dos trabalhos de reinício de escoamento, evidenciou-se as escolhas e contrapartidas assumidas pelos autores em cada caso. Visando representar fielmente certa classe de materiais, modelos mais complexos e extensos foram empregados. Nesses casos, a calibração e validação para condições e materiais diversos é bastante dificultada. Modelos mais simplificados são mais adequados para aplicação em campo, além de serem mais fáceis de ajustar e calibrar. No entanto, nem sempre conseguem representar todos os aspectos relevantes do escoamento, especialmente se houverem simplificações em demasia.

Tendo em vista a aplicação final em campo, busca-se um meio termo entre as duas situações antagônicas expostas acima: simplicidade com representação física satisfatória. Sendo assim, identificou-se nos trabalhos de Oliveira (2011) e Oliveira e Negrão (2015) modelos que satisfazem essas premissas. Em seus trabalhos, as equações de conservação da massa e quantidade de movimento unidimensionais em regime transitório são resolvidas pelo Método das Características, considerando o escoamento como compressível. Entretanto, a tixotropia não é considerada por Oliveira (2011) e um modelo complexo de tixotropia é empregado por Oliveira e Negrão (2015). Por outro lado, a simplicidade do modelo de tixotropia proposto por Santos e Negrão (2017) atende as premissas do presente trabalho.

Sendo assim, optou-se no presente trabalho pelo modelo unidimensional, compressível em regime transitório (Oliveira, (2011), combinado com um modelo simples de tixotropia, Santos e Negrão (2017)), para modelar o reinício do escoamento de fluidos de perfuração gelificados. A solução do conjunto completo de equações será pelo método das características, o qual permite o emprego de malhas menos refinadas comparado a soluções pelo Método dos Volumes Finitos. O modelo de tixotropia de Santos e Negrão (2017) foi selecionado por ser alternativa promissora em relação aos modelos com parâmetro estrutural, além de sua formulação ser mais favorável à calibração e ajuste aos dados experimentais.

2.6 Objetivos Específicos

Para a realização do trabalho são elencados como objetivos específicos:

- a) Propor modelo matemático do reinício de escoamento de materiais dependentes do tempo, a partir dos modelos de Oliveira (2011) e Santos e Negrão (2017), e implementar numericamente a modelagem desenvolvida;
- b) Analisar a influência dos parâmetros adimensionais dos modelos sobre as principais variáveis de interesse do processo de perfuração de poços, em específico a pressão e velocidade adimensionais;
- c) Realizar simulações numéricas com o modelo matemático já ajustado, e comparar os resultados com dados provenientes de experimentos e com outros modelos;

3 MODELAGEM MATEMÁTICA

No presente capítulo é apresentada a modelagem matemática empregada no trabalho. Na seção 3.1, o problema físico a ser estudado é descrito a partir da sua geometria. Na seção 3.2, são elencadas as hipóteses simplificadoras. Na seção 3.3, são apresentadas as equações para modelagem do escoamento, junto com as equações do modelo de tixotropia. Na seção 3.4, são apresentadas as condições de contorno. Por fim, na seção 3.5 são desenvolvidas as estratégias de adimensionalização.

3.1 Problema

O presente trabalho trata do problema de reinício de escoamento de fluido tixotrópico em tubulações. A geometria estudada é um tubo reto, de comprimento L e diâmetro D , cujo sistema de coordenadas é posicionado junto à extremidade de entrada, ou seja, $z = 0$ é a posição de entrada do fluido, enquanto $z = L$ é a saída do sistema. O tubo é posicionado na horizontal

3.2 Hipóteses Simplificadoras e Condições de Contorno

Algumas hipóteses simplificadoras são estabelecidas com o objetivo de reduzir a complexidade dos modelos, mas ainda preservando as características mais relevantes do problema.

As hipóteses consideradas são:

- b) Escoamento fracamente compressível – Os efeitos da variação da massa específica do fluido com a pressão são contabilizados por meio da compressibilidade isotérmica;
- c) Escoamento unidimensional – O comprimento do tubo é muito maior que o diâmetro, isto é, as razões de aspecto D/L são muito pequenas;
- d) Tensão de cisalhamento varia linearmente com o raio, similar a um escoamento plenamente desenvolvido;
- e) Escoamento simétrico em relação à coordenada θ ;

f) Escoamento laminar – Devido às baixas vazões empregadas e às elevadas viscosidades dos fluidos de perfuração, pode-se considerar o escoamento como laminar;

g) Escoamento isotérmico;

h) O fluido de perfuração é modelado como tixotrópico, baseado no modelo de Santos e Negrão (2017);

3.3 Equações Governantes

Nas subseções seguintes será apresentado o conjunto de equações empregado no trabalho: a equação de estado, a equação de conservação da massa, a equação de balanço de quantidade de movimento e as equações do modelo de tixotropia.

3.3.1 Equação de estado

Define-se compressibilidade isotérmica do fluido como a variação relativa da massa específica com a pressão, mantendo-se a temperatura constante (ANDERSON, 1990):

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \left. \frac{\partial \rho}{\partial P} \right|_T \quad (3.1)$$

sendo α , a compressibilidade isotérmica, ρ , a massa específica, P , a pressão e T , a temperatura. Uma vez que a massa específica é função da pressão e da temperatura, a variação da massa específica por ser escrita como:

$$\Delta \rho = \left. \frac{\partial \rho}{\partial P} \right|_T \Delta P + \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_P \Delta T + \dots \quad (3.2)$$

Considerando que o escoamento é isotérmico, a massa específica dependerá apenas da pressão. Substituindo então a equação (1.1) na eq.(3.2), tem-se:

$$\Delta \rho = \alpha \rho \Delta P + \dots \quad (3.3)$$

Dividindo a equação anterior por uma variação de tempo e fazendo o limite tender a zero, tem-se:

$$\frac{d\rho}{dt} = \alpha \rho \frac{dP}{dt} \quad (3.4)$$

3.3.2 Equação de conservação da massa

A expressão para a conservação da massa em coordenadas cilíndricas por ser escrita como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho v_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0 \quad (3.5)$$

sendo v_z , a velocidade na direção axial, v_r , a velocidade na direção radial, v_θ , a velocidade na direção azimutal, z , a coordenada axial, r , a coordenada radial e θ , a coordenada azimutal.

Adotando a hipótese de escoamento unidimensional, a equação da conservação da massa assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0 \quad (3.6)$$

De acordo com Oliveira et al. (2010), quando a compressibilidade é baixa (caso dos fluidos de perfuração), a variação da massa específica na direção axial pode ser desconsiderada. Assim, a eq. (3.6) assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3.7)$$

Integrando a equação (3.7) na direção radial, considerando que a massa específica não varia na direção radial e definindo uma velocidade média, tem:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (3.8)$$

onde V_z é a velocidade média na seção transversal definida por:

$$V_z = \frac{2}{R^2} \int_0^R v_z r dr \quad (3.9)$$

Substituindo a eq. (3.4) em (3.8), obtém-se a relação entre pressão e velocidade média:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \quad (3.10)$$

3.3.3 Equação da conservação da quantidade de movimento

Aplicando o balanço de quantidade de movimento a um volume de controle do tubo, tem-se o seguinte conjunto de equações:

$$\rho \left[\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P}{\partial z} + \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r\tau_{rz})}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \right] + \rho g \quad (3.11)$$

sendo r , a coordenada radial, g , a aceleração gravitacional, τ_{rz} , a tensão de cisalhamento perpendicular à direção radial e atuante na direção axial, $\tau_{\theta z}$, a tensão de cisalhamento perpendicular à direção azimutal e atuante na direção axial e τ_{zz} , a tensão normal atuante na direção axial.

Considerando as hipóteses da seção 3.2, tem-se:

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r\tau_{rz})}{\partial r} + \rho g \quad (3.12)$$

Segundo Oliveira et al. (2010), o termo advectivo $\rho v_z \partial v_z / \partial z$ também pode ser desprezado para o caso de baixas compressibilidades:

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r\tau_{rz})}{\partial r} + \rho g \quad (3.13)$$

Integrando a equação (3.13) na direção radial, considerando que a pressão e massa específica não variam na direção radial, tem-se:

$$\rho \frac{\partial V_z}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{4\tau_w}{D} + \rho g \quad (3.14)$$

onde τ_w é a tensão de cisalhamento na parede do tubo ($r=R$) e D é o diâmetro da tubulação. Note que a tensão de cisalhamento foi admitida nula no centro do tubo.

3.3.4 Equação Constitutiva

O modelo matemático de tixotropia é composto pela equação constitutiva, e equações suplementares, similares à do parâmetro estrutural. O intuito da equação constitutiva é associar a sollicitação mecânica imposta ao material com sua resposta, enquanto as demais equações suplementares tratam da evolução temporal das propriedades.

O modelo de tixotropia empregado nessa dissertação baseia-se no trabalho de Santos e Negrão (2017) e Kroetz (2020). Nesses trabalhos, a equação constitutiva é proposta visando representar um fluido elasto-viscoplástico, sendo a viscosidade e o módulo elástico as propriedades dependentes do tempo. No presente trabalho, no entanto, abre-se mão de modelar a elasticidade do material. Dessa forma, atinge-se um grau maior de simplificação do modelo como um todo, focando exclusivamente nas interações de viscosidade como promotoras do comportamento tixotrópico.

Considera-se, portanto, que a elasticidade do fluido de perfuração completamente estruturado é pequena e portanto, o modelo tixotrópico será considerado puramente viscoso. Com efeito, a equação constitutiva toma a forma da eq. (3.15). Deixados de lado os termos de elasticidade, a relação constitutiva se reduz ao modelo de fluido newtoniano generalizado.

$$\tau_{rz} = \eta_v(\dot{\gamma}, t) \dot{\gamma}_{rz} \quad (3.15)$$

3.3.5 Equação de Evolução da Viscosidade

Muitos modelos de tixotropia avaliam as propriedades dependentes do tempo a partir do parâmetro estrutural. O modelo proposto, todavia, aborda estas propriedades como sendo proporcionais ao desbalanço entre o valor instantâneo de uma propriedade e o seu valor de equilíbrio. A partir dos modelos originais de Santos e Negrão (2017) e Kroetz (2020), define-se a equação da evolução da viscosidade estrutural:

$$\frac{d\eta_v(t, \dot{\gamma})}{dt} = \frac{\eta_{v,eq}(\dot{\gamma}) - \eta_v(t, \dot{\gamma})}{t_{eq}} \quad (3.16)$$

sendo $\eta_{v,eq}$ a viscosidade de equilíbrio e t_{eq} o tempo característico do material.

A equação cinética estabelecida dessa forma traz uma nova abordagem acerca dos mecanismos de quebra e reconstrução de fluidos gelificados. Estando o material em equilíbrio, a viscosidade η_v se iguala a $\eta_{v,eq}$ e a taxa de variação da viscosidade definida pela equação (3.16) se anula. Se ocorre uma alteração na excitação do material, por exemplo em $\dot{\gamma}$, a viscosidade de equilíbrio se altera, o que causa um desbalanço imediato entre a viscosidade instantânea η_v e a viscosidade de equilíbrio. Isto faz com que a variação da viscosidade instantânea seja agora não nula.

No presente trabalho, a equação cinética é modificada, de forma a contemplar efeitos de quebra e reestruturação do material. A forma assumida é apresentada na eq. (3.17):

$$\frac{d\eta_v(t, \dot{\gamma})}{dt} = \frac{\eta_{v,eq}(\dot{\gamma}) - \eta_v(t, \dot{\gamma})}{\sigma_q} \quad (3.17)$$

sendo σ_q um tempo característico que combina tempo de quebra e de reestruturação do material:

$$\sigma_q = \frac{1}{\frac{1}{t_s} + \frac{1}{t_q}} \quad (3.18)$$

onde t_s é o tempo de reestruturação do material e t_q é o tempo de quebra da estrutura definido como uma função da sollicitação do material:

$$t_q = \frac{1}{a\dot{\gamma}^b} \quad (3.19)$$

a e b são parâmetros de ajuste do modelo. De acordo com as equações (3.18) e (3.19), se a taxa de cisalhamento tende a zero, o tempo de estruturação irá dominar a variação da viscosidade, enquanto que se a taxa tende a infinito, o tempo de quebra irá predominar.

O modelo de lei de potência será utilizado para descrever a viscosidade de equilíbrio:

$$\eta_{v,eq}(\dot{\gamma}) = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.20)$$

Em questão de implementação numérica, não é oportuno permitir que a taxa decaia indefinidamente (assim, $\eta_{v,eq}$ tenderia ao infinito para n menor que 1). Como artifício, lança-se mão de uma taxa crítica, definida pela eq. (3.21) e relacionada com a viscosidade inicial.

$$\dot{\gamma}_{crit} = \left(\frac{\eta_0}{k} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (3.21)$$

Para o escoamento plenamente desenvolvido em tubulação, a taxa de cisalhamento na parede do tubo pode ser calculada a partir da velocidade média do escoamento:

$$\dot{\gamma}_w = \frac{8V_z}{D} \left(\frac{3+1/n}{4} \right) \quad (3.22)$$

3.4 Condições inicial e de contorno

De modo a adequar a modelagem acima apresentada para o problema do reinício de escoamento, é necessário estabelecer as condições iniciais e de contorno. Como condição inicial, o fluido está estático ao longo de toda a geometria. Assim, estabelece-se que $P(z, t=0) = P_{hid}(z)$ e $V_z(z, t=0) = 0$. P_{hid} corresponde à pressão hidrostática.

Acerca das condições de contorno, o presente trabalho considerará o reinício de escoamento por imposição de vazão. Para esse caso, é aplicada vazão constante $Q(z=0, t) = Q_{ent}$ na entrada do sistema, mantendo a saída aberta à superfície, isto é, $P(z=L, t) = P_{atm}$. Note que $V_z = Q / (\pi R^2)$.

3.5 Modelo adimensional

As variáveis do modelo matemático são adimensionalizadas em termos de suas contrapartes de referência: a velocidade de regime permanente, o comprimento da tubulação e o tempo requerido para a onda de pressão percorrer a geometria:

$$V_z^* = \frac{V_z}{V}, \quad z^* = \frac{z}{L}, \quad t^* = t \frac{c}{L} \quad (3.23)$$

sendo V a velocidade de regime permanente.

Substituindo as variáveis adimensionais nas eqs. (3.10) e (3.14), tem-se:

$$\frac{\partial P^*}{\partial t^*} + \frac{\partial V_z^*}{\partial z^*} = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial V_z^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial z^*} - \frac{32Ma}{\delta Re} \tau_w^* \quad (3.25)$$

sendo $P^* = P / (\rho c V)$, $\tau_w^* = \tau_w / (8\rho V^2)$. A expressão para o número de Reynolds é obtida como em Metzner e Reed (1955), para o fluido de lei de potência:

$$Re = \frac{8\rho V^{2-n} D^n}{k \left(6 + \frac{2}{n}\right)^n} \quad (3.26)$$

A equação constitutiva, avaliada na parede do tubo, pode ser adimensionalizada como segue:

$$\tau_w^* = \eta_w^* \dot{\gamma}_w^* \quad (3.27)$$

Sendo $\eta_w^* = \eta_w / \eta_{wss}$ e $\dot{\gamma}_w^* = \dot{\gamma}_w / \dot{\gamma}_{wss} = V_z^*$, η_{wss} e $\dot{\gamma}_{wss}$ são, respectivamente, a viscosidade e a taxa de deformação, ambas avaliadas na parede e referentes ao regime permanente. η_{wss} e $\dot{\gamma}_{wss}$ podem ser calculadas pelas seguintes expressões:

$$\eta_{wss} = k \dot{\gamma}_{wss}^{n-1} \quad (3.28)$$

$$\dot{\gamma}_{wss} = \left(\frac{8V}{D} \right) \left(\frac{3+1/n}{4} \right) \quad (3.29)$$

Por fim, as versões adimensionais das equações cinética e do termo de quebra ficam da seguinte forma:

$$\frac{d\eta_w^*}{dt^*} = \frac{\eta_w^* - \eta_{eq}^*}{\sigma^*} \quad (3.30)$$

$$\sigma^* = \frac{1}{\frac{1}{t_s^*} + a^* \dot{\gamma}_w^{*b}} \quad (3.31)$$

sendo:

$$\eta_{eq}^* = \dot{\gamma}_w^{*n-1} \quad (3.32)$$

$$t_{eq}^* = \frac{t_s c}{L} \quad (3.33)$$

$$a^* = \frac{a \dot{\gamma}_{wss}^b L}{c} \quad (3.34)$$

A partir desses desenvolvimentos, identifica-se que o problema é definido em termos de cinco parâmetros adimensionais: os expoentes n e b , a^* , t_s^* e β , sendo esse último uma combinação de números adimensionais: o número de Mach, o número de Reynolds e a razão de aspecto, conforme a expressão a seguir:

$$\beta = \frac{32Ma}{\delta Re} \quad (3.35)$$

Pode-se dizer que o parâmetro β é a razão entre os efeitos inerciais da onda de pressão e viscosos. Dessa forma, β tem relação com o caráter dissipativo do escoamento.

3.6 Síntese do Capítulo

No presente capítulo delineou-se o problema por meio da definição da geometria de interesse e do conjunto de hipóteses simplificadoras. Foram apresentadas também as equações que compõem o modelo matemático proposto. As formulações da conservação da massa e da quantidade de movimento foram simplificadas e foram agregadas à equação de estado. A equação constitutiva do fluido e a equação cinética do modelo de tixotropia também foram introduzidas.

Ao final, foi desenvolvida a adimensionalização para os equacionamentos do problema, sendo encontrados cinco parâmetros adimensionais principais. A Tabela 3.1 apresenta as principais equações desenvolvidas até o momento. Note que são seis equações e seis incógnitas, P^* , V_z^* , τ_w^* , σ^* , η_w^* , η_{eq}^* . No próximo capítulo, serão apresentados os métodos numéricos para a solução do problema.

Tabela 3.1 - Resumo das equações e parâmetros empregados no trabalho

Equações	Parâmetros
$\frac{\partial P^*}{\partial t^*} + \frac{\partial V_z^*}{\partial z^*} = 0$ $\frac{\partial V_z^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial P^*}{\partial z^*} - \beta \tau_w^*$ $\tau_w^* = \eta_w^* V_z^*$ $\frac{d\eta_w^*}{dt^*} = \frac{\eta_w^* - \eta_{eq}^*}{\sigma^*}$ $\sigma^* = \frac{1}{\frac{1}{t_s^*} + a^* V_z^{*b}}$ $\eta_{eq}^* = V_z^{*n-1}$	$\text{Re} = \frac{8\rho V^{2-n} D^n}{k \left(6 + \frac{2}{n}\right)^n}$ $\text{Ma} = \frac{V}{c}$ $\delta = \frac{D}{L}$ $\beta = \frac{32\text{Ma}}{\delta \text{Re}}$

Fonte: Autoria própria (2022)

4 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

No presente capítulo serão abordados os procedimentos envolvidos na resolução numérica dos equacionamentos apresentados anteriormente. Inicialmente, será apresentado o método de solução - método das características, em seguida, o esquema de discretização das equações e finalmente, o passo a passo do algoritmo de implementação computacional.

4.1 Método das características

As equações da conservação da massa e do balanço de quantidade de movimento formam juntas um sistema de equações diferenciais parciais hiperbólicas, com a pressão e a velocidade adimensionais como variáveis dependentes, e a posição axial e o tempo adimensionais como variáveis independentes. O intuito do Método das Características (WYLIE; STREETER; SUO, 1993; ZHAO; GHIDAUI, 2003) é converter esse sistema de equações diferenciais parciais em um sistema de equações diferenciais ordinárias (ou totais), as quais podem ser integradas e discretizadas pelo método das diferenças finitas.

O primeiro passo para a aplicação do Método das Características é combinar linearmente as equações, utilizando-se de um multiplicador, χ :

$$\left(\frac{\partial V_z^*}{\partial t^*} + \frac{\partial P^*}{\partial z^*} + \beta \tau_w^* \right) + \chi \left(\frac{\partial P^*}{\partial t^*} + \frac{\partial V_z^*}{\partial z^*} \right) = 0 \quad (4.1)$$

Rearranjando os termos da eq.(4.1), tem-se:

$$\left(\frac{\partial V_z^*}{\partial t^*} + \chi \frac{\partial V_z^*}{\partial z^*} \right) + \chi \left(\frac{\partial P^*}{\partial t^*} + \frac{1}{\chi} \frac{\partial P^*}{\partial z^*} \right) + \beta \tau_w^* = 0 \quad (4.2)$$

Definindo as derivadas totais da pressão e da velocidade em relação ao tempo como:

$$\frac{dP^*}{dt^*} = \frac{\partial P^*}{\partial t^*} + \frac{\partial P^*}{\partial z^*} \frac{dz^*}{dt^*} \quad (4.3)$$

$$\frac{dV_z^*}{dt^*} = \frac{\partial V_z^*}{\partial t^*} + \frac{\partial V_z^*}{\partial z^*} \frac{dz^*}{dt^*} \quad (4.4)$$

e comparando-as com os dois primeiros termos da eq. (4.2), obtém-se a relação entre os domínios espacial e temporal:

$$\frac{dz^*}{dt^*} = \chi = \frac{1}{\chi} \quad \Rightarrow \quad \chi = \pm 1 \quad (4.5)$$

Substituindo as eqs. (4.3) e (4.4) em (4.2), obtém-se:

$$\chi \frac{dP^*}{dt^*} + \frac{dV_z^*}{dt^*} + \beta \tau_w^* = 0 \quad (4.6)$$

Substituindo o valor de χ na eq. (4.6), tem-se:

$$\pm \frac{dP^*}{dt^*} + \frac{dV_z^*}{dt^*} + \beta \tau_w^* = 0 \quad (4.7)$$

A partir da eq. (4.5), sabe-se que:

$$\frac{dz^*}{dt^*} = \pm 1 \quad (4.8)$$

Finalmente, as eqs. (4.7) e (4.8) podem ser associadas, gerando os dois sistemas de equações apresentados nas eqs. (4.9) e (4.10):

$$C^+ \begin{cases} \frac{dP^*}{dt^*} + \frac{dV_z^*}{dt^*} + \beta \tau_w^* = 0 \\ \frac{dz^*}{dt^*} = 1 \end{cases} \quad (4.9)$$

$$C^- \begin{cases} -\frac{dP^*}{dt^*} + \frac{dV_z^*}{dt^*} + \beta \tau_w^* = 0 \\ \frac{dz^*}{dt^*} = -1 \end{cases} \quad (4.10)$$

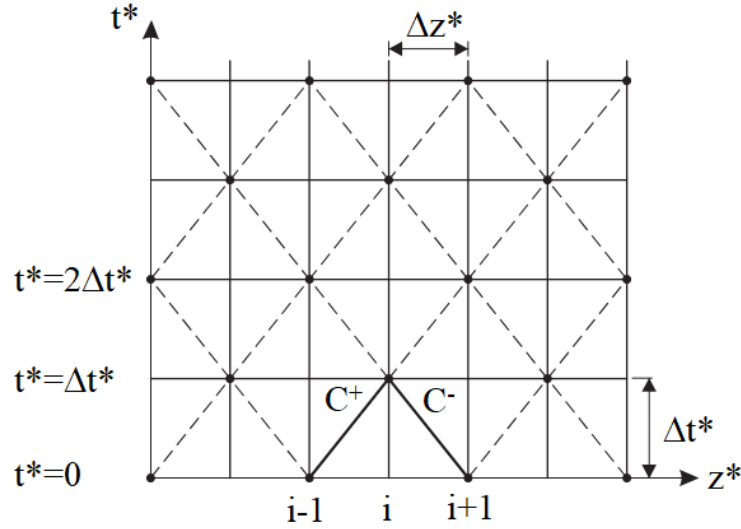
sendo C^+ e C^- as linhas características, que representam o domínio de validade das equações diferenciais. $dz^*/dt^* = \pm 1$ são as inclinações das linhas características.

É importante notar que ao longo do desenvolvimento do método das características, em específico a transformação do sistema de equações de parciais para totais, nenhuma simplificação ou aproximação ocorreu. Portanto, a solução das equações transformadas corresponde à do sistema original.

4.2 Discretização das Equações

Considerando que os termos de atrito viscoso – último termo das equações (4.9(a)) e (4.10(a)) – são não-lineares, as equações não possuem solução analítica e, portanto, serão resolvidas numericamente. Para isso, é definida uma malha temporal-espacial que satisfazem as equações (4.9(b)) e (4.10(b)). Desta forma, define-se a malha espacial e como consequência $\Delta t^* = \Delta z^*$. A malha espacial-temporal está ilustrada na Figura 4.1. As equações (4.9(a)) e (4.10(a)) deverão ser resolvidas sobre as linhas características C^+ e C^- , mostradas na Figura 4.1.

Figura 4.1 - Malha axial-temporal empregada no Método das Características



Fonte: Adaptado de Oliveira (2010)

Multiplicando as eqs. (4.9) e (4.10) por dt^* , substituindo a expressão da tensão de cisalhamento, e integrando-as sobre as linhas características, obtém-se:

$$\int_{i-1}^i dP^* + \int_{i-1}^i dV_z^* + \int_{i-1}^i \beta \eta_v^* V_z^* dz = 0 \quad (4.11)$$

$$\int_{i+1}^i dP^* - \int_{i+1}^i dV_z^* - \int_{i+1}^i \beta \eta_v^* V_z^* dz = 0 \quad (4.12)$$

Solucionando as integrais, obtém-se:

$$(P_i^* - P_{i-1}^*) + (V_{z,i}^* - V_{z,i-1}^*) + \beta (\eta_{v,i}^* V_{z,i}^* - \eta_{v,i-1}^* V_{z,i-1}^*) \frac{\Delta z^*}{2} = 0 \quad (4.13)$$

$$(P_i^* - P_{i+1}^*) - (V_{z,i}^* - V_{z,i+1}^*) - \beta(\eta_{v,i}^* V_{z,i}^* - \eta_{v,i+1}^* V_{z,i+1}^*) \frac{\Delta z^*}{2} = 0 \quad (4.14)$$

As equações podem ser rearranjadas, em função da pressão em i :

$$C^+ : P_i^* = F^+ - V_{z,i}^* \left[1 + \beta \eta_{v,i}^* \frac{\Delta z^*}{2} \right] \quad (4.15)$$

$$C^- : P_i^* = F^- + V_{z,i}^* \left[1 + \beta \eta_{v,i}^* \frac{\Delta z^*}{2} \right] \quad (4.16)$$

sendo os coeficientes F^+ e F^- dados por:

$$F^+ = P_{i-1}^* + V_{z,i-1}^* \left[1 + \frac{\beta \eta_{v,i-1}^* \Delta z^*}{2} \right] \quad (4.17)$$

$$F^- = P_{i+1}^* - V_{z,i+1}^* \left[1 + \frac{\beta \eta_{v,i+1}^* \Delta z^*}{2} \right] \quad (4.18)$$

As equações (4.15) e (4.16) formam um sistema de equações, tendo como variáveis P_i^* e $V_{z,i}^*$. Seus valores podem ser determinados em termos da pressão e da velocidade no instante de tempo anterior. Resolvendo o sistema, tem-se:

$$P_i^* = \frac{F^+ + F^-}{2} \quad (4.19)$$

$$V_{z,i}^* = \frac{F^+ - F^-}{2 + \beta \eta_{v,i}^* \Delta z^*} \quad (4.20)$$

Para o fechamento do sistema de equações, requer-se uma equação para a evolução da viscosidade. Esta equação é obtida separando as variáveis na eq. (3.29) e integrando-a sobre as linhas características C^+ e C^- no intervalo dt^* (entre as posições $i-1$ e i , e $i+1$ e i , respectivamente):

$$\begin{aligned} C^+ : \int_{i-1}^i \frac{d\eta_v^*}{\eta_{v,eq}^* - \eta_v^*} &= \int_{i-1}^i \frac{dt^*}{\sigma_q^*} \\ C^- : \int_{i+1}^i \frac{d\eta_v^*}{\eta_{v,eq}^* - \eta_v^*} &= \int_{i+1}^i \frac{dt^*}{\sigma_q^*} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Solucionando as equações, obtém-se:

$$\begin{aligned}
C^+ : \ln(\eta_{v,eq}^* - \eta_v^*) \Big|_{i-1}^i &= -\frac{t^*}{\sigma_q^*} \Big|_{i-1}^i \\
C^- : \ln(\eta_{v,eq}^* - \eta_v^*) \Big|_{i+1}^i &= -\frac{t^*}{\sigma_q^*} \Big|_{i+1}^i
\end{aligned} \tag{4.22}$$

Note que o parâmetro σ_q^* foi considerado constante no intervalo discreto de tempo sobre a linha característica. Entretanto, σ_q^* é avaliado a cada intervalo de tempo em função da taxa de cisalhamento.

Explicitando a viscosidade nas expressões, obtém-se:

$$\begin{aligned}
C^+ : \frac{\eta_{v,eq}^* - \eta_{v,i}^*}{\eta_{v,eq}^* - \eta_{v,i-1}^*} &= \exp\left(-\frac{\Delta t^*}{\sigma_{q,i}^*}\right) \rightarrow \eta_{v,i}^* = \eta_{v,eq}^* - (\eta_{v,eq}^* - \eta_{v,i-1}^*) \exp\left(-\frac{\Delta t^*}{\sigma_{q,i}^*}\right) \\
C^- : \frac{\eta_{v,eq}^* - \eta_{v,i}^*}{\eta_{v,eq}^* - \eta_{v,i+1}^*} &= \exp\left(-\frac{\Delta t^*}{\sigma_{q,i}^*}\right) \rightarrow \eta_{v,i}^* = \eta_{v,eq}^* - (\eta_{v,eq}^* - \eta_{v,i+1}^*) \exp\left(-\frac{\Delta t^*}{\sigma_{q,i}^*}\right)
\end{aligned} \tag{4.23}$$

4.3 Algoritmo de Solução

O algoritmo de resolução do problema baseia-se nos seguintes passos:

1. Leitura dos dados de entrada: Parâmetros adimensionais principais β , Re , η_0^* , t_{eq}^* , a^* , b e n ; número de divisões da geometria N e tempo máximo simulado t_{max}^* .
2. Estabelecem-se os campos iniciais de pressão, velocidade e viscosidade: $P^*(z^*, t^* = 0) = P_{atm}^*$; $V_z^*(z^*, t^* = 0) = 0$; $\eta_v^*(z^*, t^* = 0) = \eta_0^*$. Calcula-se a taxa crítica adimensional $\dot{\gamma}_{crit}^*$ pela eq. (4.24). Assim, o limite inferior de taxa de deformação adimensional (e consequentemente, velocidade adimensional) do problema é tomado como sendo $\dot{\gamma}_{crit}^*$. Avança-se um passo de tempo;

$$\dot{\gamma}_{crit}^* = (\eta_0^*)^{\frac{1}{n-1}} \tag{4.24}$$

3. Tendo em vista que a taxa adimensional na parede é numericamente igual à velocidade média adimensional, é calculada a viscosidade adimensional de equilíbrio $\eta_{v,eq}^*$. Isso é feito por meio da eq. (4.25):

$$\eta_{v,eq,i}^* = \left(\frac{V_{z,i-1}^* + V_{z,i+1}^*}{2} \right)^{n-1} \quad (4.25)$$

4. Ainda utilizando o valor da taxa, calcula-se o tempo de quebra adimensional σ_q^* , por meio da eq. (1.27);

$$\sigma_{q,i}^* = \frac{1}{\frac{1}{t_s^*} + a^* \left(\frac{V_{z,i-1}^* + V_{z,i+1}^*}{2} \right)^b} \quad (4.26)$$

5. Calcula-se a viscosidade adimensional, utilizando-se dos seus valores anteriores, da taxa adimensional e da viscosidade de equilíbrio.
6. Para t^* da forma $t^* = (2m-1)\Delta t^*$ (isto é, múltiplos ímpares de Δt^*), a pressão e a velocidade adimensionais serão calculadas para as células pares da malha. Se t^* for da forma $t^* = 2m\Delta t^*$ (i. e., múltiplos pares de Δt^*), as variáveis serão avaliadas nos pontos ímpares da malha. Seus valores são dados pelas eqs. (4.19) e (4.20). A pressão e a velocidade em um ponto i dependem dos seus valores anteriores avaliados nos pontos vizinhos $i-1$ e $i+1$, além da viscosidade;
7. Se o instante de tempo atual for correspondente a um múltiplo par de Δt^* , armazena-se os campos de pressão e velocidade no instante de tempo atual. Se não, avança-se um passo de tempo e repete-se o processo anteriormente estabelecido para calcular a pressão e a velocidade nos outros pontos da malha. Para isso, retorna-se ao passo 3;
8. Verifica-se se o tempo máximo a ser simulado foi atingido. Se sim, encerra-se o programa. Se não, retorna-se ao passo 3.

4.4 Síntese do Capítulo

No presente capítulo foi apresentado o procedimento de solução numérica das equações apresentadas no capítulo 3. O processo inicia-se pela aplicação do método das características, passando pela discretização das equações resultantes e posteriormente, uma proposta de procedimento de solução. No capítulo seguinte, serão apresentados os resultados do modelo.

5 RESULTADOS

Nesse capítulo será apresentada a aplicação dos modelos matemáticos introduzidos nos capítulos anteriores. A análise está dividida em duas frentes: reológica e numérica. Na primeira, uma amostra de fluido de perfuração será empregada para ajustar matematicamente os parâmetros do modelo e demonstrar sua capacidade de representação do comportamento tixotrópico. Em um segundo momento, o modelo será adimensionalizado e submetido a uma análise paramétrica e de sensibilidade.

5.1 Ajuste do modelo matemático

A proposta desta seção é ajustar o modelo reológico proposto a resultados reométricos obtidos para um fluido de perfuração. Os resultados utilizados foram de um ensaio reométrico de reinício de escoamento.

5.1.1 Procedimento experimental – Kroetz (2020)

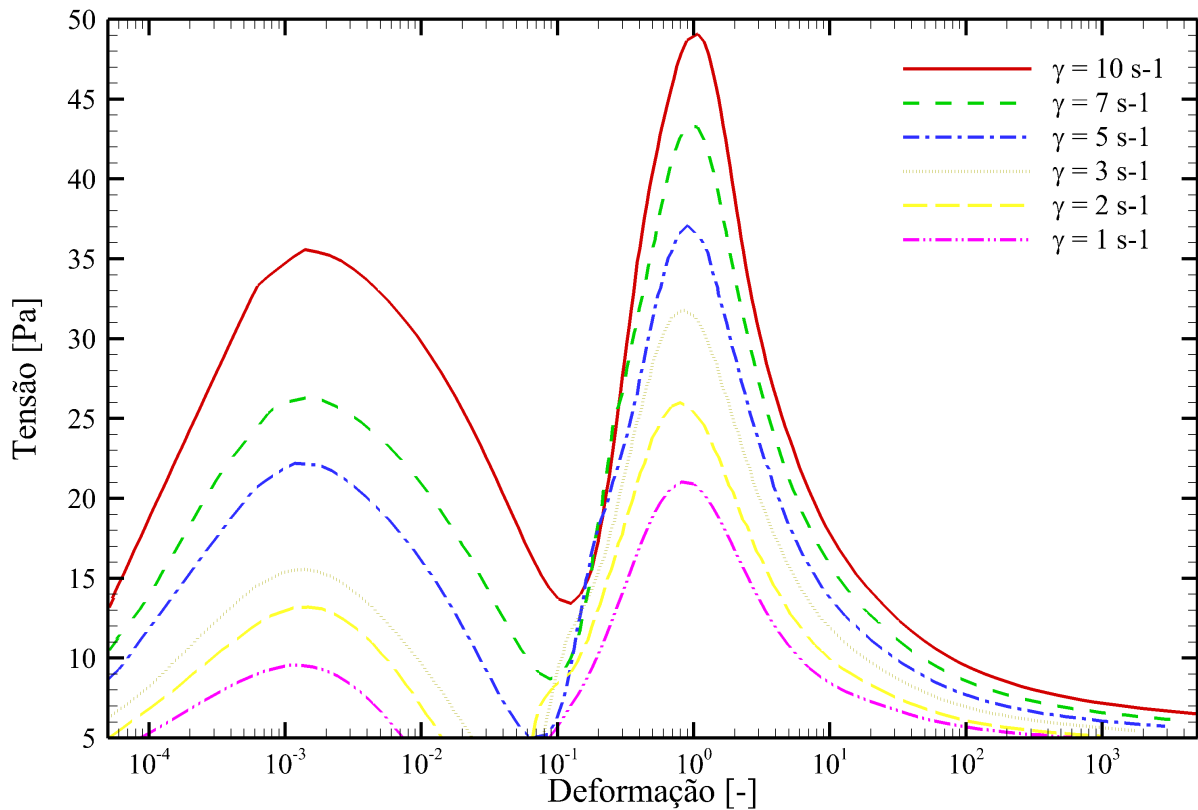
Kroetz (2020) empregou um novo modelo de tixotropia visando representar o comportamento de fluidos gelificados. Para validar o modelo foram realizados testes reométricos em dois fluidos: solução de laponita e fluido de perfuração. Estes materiais foram escolhidos devido a sua característica tixotrópica e viscoplástica.

No presente trabalho são utilizados os resultados obtidos por Kroetz (2020) para o fluido de perfuração. O material foi fornecido pela PETROBRAS, possuindo base olefínica com adição de cloreto de cálcio. Os testes foram realizados no reômetro TA DHR 3, nas dependências do Laboratório de Reologia (LABREO) da UTFPR campus Curitiba. A geometria empregada foi a de placas paralelas ranhuradas, as quais ajudam a evitar o deslizamento da amostra. O espaçamento entre as placas foi ajustado em 1,3 mm e a temperatura foi mantida constante em 25 °C durante todo o teste por meio do sistema peltier do reômetro.

Um pré-cisalhamento a uma taxa de 100 s^{-1} foi aplicado durante dez minutos, seguido de uma etapa de repouso de mais dez minutos. Isso é feito para igualar o histórico de cisalhamento da amostra no início dos testes. Em seguida, foram realizados testes com taxa de deformação controlada. Seis valores constantes de taxa foram utilizados: 1, 2, 3, 5, 7 e 10 s^{-1} . A evolução

da tensão de cisalhamento em função da deformação sofrida, para cada taxa aplicada é apresentada na Figura 5.1.

Figura 5.1 - Tensão de cisalhamento em função da deformação, para distintos valores de taxa de deformação



Fonte: Kroetz (2020)

Identifica-se o comportamento típico de materiais com caráter elasto-viscoplástico a partir da deformação de 10^{-1} : entre as deformações de 10^{-1} e 10^0 , ocorre o crescimento da tensão de cisalhamento, com predominância da elasticidade do material. Na região em torno do pico de tensão, ocorre a transição entre o comportamento elástico e viscoso, seguida da queda da tensão até atingir seu valor de regime permanente. Nota-se a presença de picos de tensão de menor magnitude, entre as deformações de 10^{-5} e 10^{-1} . Esse é um comportamento inesperado, que pode ter se originado no mau controle da taxa de deformação por parte do reômetro durante os instantes de tempo iniciais do teste (onde a taxa sai de zero até o valor nominal do patamar). Assim, os resultados referentes às deformações mais baixas, onde ocorrem esses picos, serão desconsiderados.

5.1.2 Ajuste dos parâmetros do modelo

A viscosidade de equilíbrio do fluido de perfuração pode ser obtida a partir dos resultados de regime permanente. O modelo lei de potência, equação (2.4), foi utilizado para ajustar os valores medidos de tensão aos de taxa de deformação. A Tabela 5.1 apresenta os valores medidos e calculados de viscosidades de regime permanente em função da taxa de deformação. As viscosidades calculadas foram obtidas utilizando os parâmetros $k = 4,23 \text{ Pa s}^n$ e $n = 0,175$, ajustados aos valores medidos de viscosidade.

Tabela 5.1 - Viscosidades de regime permanente em função da taxa de deformação, obtidas pelo ajuste numérico e obtidas experimentalmente

Taxa de deformação [s ⁻¹]	Viscosidade ajustada [Pa s]	Viscosidade medida [Pa s]	Diferença percentual [%]
0,3	11,40	14,23	19,85
1	5,07	5,10	0,59
2	2,67	2,60	2,62
3	1,84	1,83	0,54
5	1,15	1,16	0,87
7	0,84	0,87	3,57
10	0,60	0,65	8,33
30	0,24	0,20	20,88
100	0,10	0,09	5,49
300	0,04	0,05	18,26

Fonte: Autoria própria (2022)

Nota-se que a viscosidade calculada representa bem os resultados experimentais. A máxima discrepância entre experimental e modelo foi de 20,88 %, na taxa de deformação de 30 s⁻¹. O coeficiente de determinação R^2 foi de 0,9898, indicando bom ajuste.

Cabem algumas considerações acerca do tempo de quebra σ_q e como foi obtida a sua equação (eq. (3.16)). Esse parâmetro estabelece a duração da resposta transiente do modelo, e costuma ser definido como constante (Santos e Negrão (2017) e Kroetz (2020)). Analisando

um pouco mais profundamente, isso seria equivalente a dizer que o material atingirá a condição de equilíbrio sempre no mesmo tempo, independente da solicitação imposta. Empiricamente, percebe-se que isso não corresponde à realidade. A taxa de deformação imposta ao material influencia na velocidade em que este chega ao regime permanente. Assim, para maiores taxas, menor será o tempo de quebra.

Uma alternativa é utilizar a seguinte equação:

$$\sigma_q = \frac{1}{a\dot{\gamma}^b + \frac{1}{t_s}} \quad (5.1)$$

onde $\dot{\gamma}$ é a taxa de cisalhamento, a e b são constantes de ajuste do modelo e t_s é o tempo de reestruturação do material à taxa cisalhamento nula. Note que a taxa de cisalhamento irá dominar o tempo de quebra altas taxas de cisalhamento.

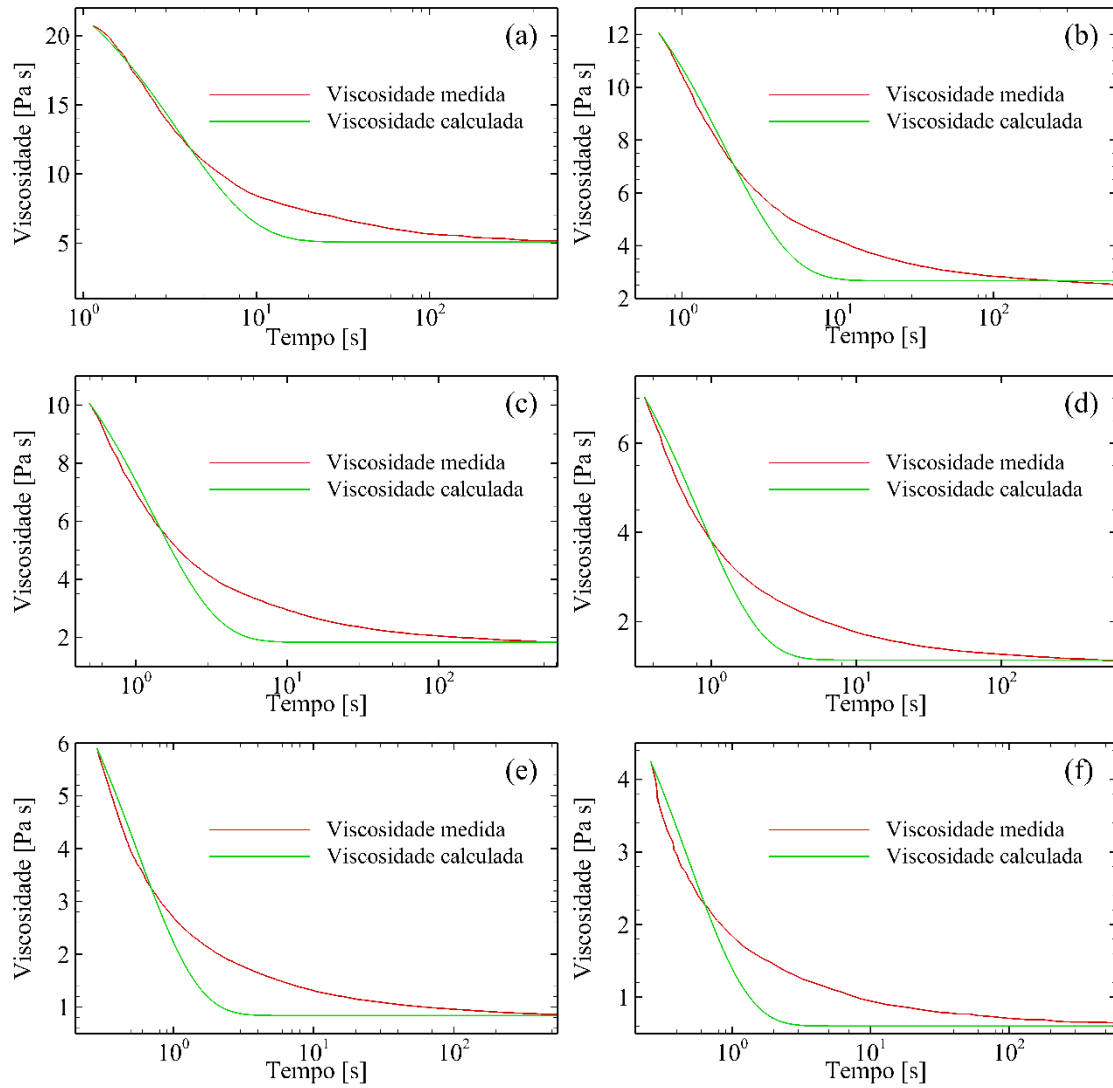
Na Figura 5.2, são apresentadas as curvas de evolução temporal da viscosidade aparente, para seis valores de taxa: 1, 2, 3, 5, 7 e 10 s⁻¹. Para fins de tratamento numérico, as curvas iniciam-se a partir do instante de tempo onde ocorreu o pico de tensão. Isso é coerente também com a natureza do modelo constitutivo e cinético proposto, no que diz respeito a predominância do comportamento viscoso sobre o elástico. A etapa da evolução da tensão em regime de predominância elástica foi desconsiderada, tendo em mente que o modelo foi simplificado de forma a desprezar a elasticidade do material.

Portanto, a viscosidade decresce monotonicamente a partir de um valor inicial. A redução da viscosidade é consequência do processo de quebra da estrutura gelificada do material, sendo controlada pelo termo de quebra σ_q .

Em uma primeira análise, a equação do tempo de quebra será ignorada e o tempo de quebra, σ_q , será calibrado para ajustar os valores calculados aos medidos de viscosidade.

Para cada um dos ensaios de reinício realizados, foi determinado o valor de σ_q que minimiza a discrepância entre o resultado experimental e o numérico. Os valores obtidos do termo de quebra para cada taxa são apresentados na Tabela 5.2. Inicialmente, nota-se que a escolha da eq (5.1) parece ser correta, uma vez que é evidente a relação inversamente proporcional entre σ_q e $\dot{\gamma}$. Nota-se uma variação de uma ordem de grandeza de σ_q para uma variação também de uma ordem de grandeza para $\dot{\gamma}$.

Figura 5.2 - Evolução temporal da viscosidade, variando a taxa de deformação: (a) $\dot{\gamma} = 1 s^{-1}$; (b) $\dot{\gamma} = 2 s^{-1}$; (c) $\dot{\gamma} = 3 s^{-1}$; (d) $\dot{\gamma} = 5 s^{-1}$; (e) $\dot{\gamma} = 7 s^{-1}$; (f) $\dot{\gamma} = 10 s^{-1}$



Fonte: Autoria própria (2022)

Tabela 5.2 - Termo de quebra ajustado em função da taxa de deformação

Taxa de deformação [s^{-1}]	Tempo de quebra [s]
1	3,61
2	1,89
3	1,29
5	0,82
7	0,55
10	0,49

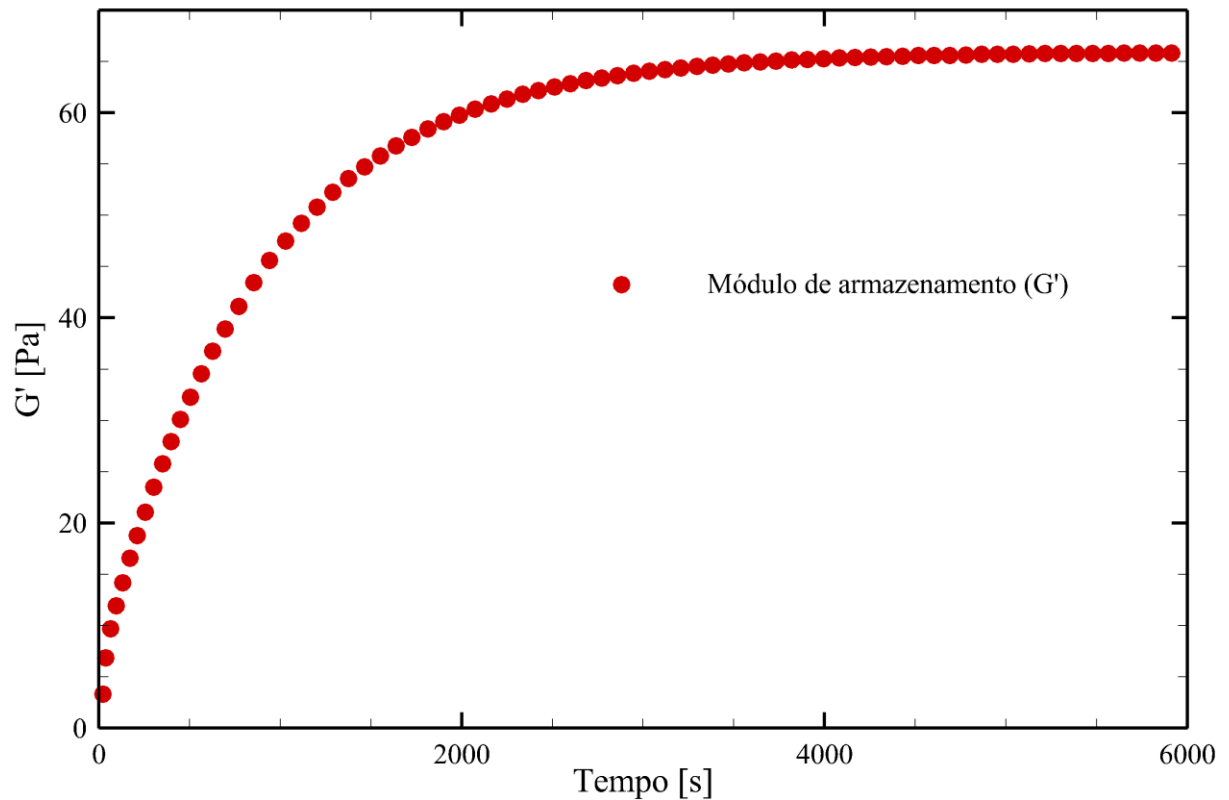
Fonte: Autoria própria (2022)

Conhecendo o comportamento global de σ_q , pode-se agora determinar as constantes da equação (5.1). O primeiro parâmetro a ser ajustado é o tempo de reestruturação t_s . Este parâmetro pode ser obtido a partir de testes reométricos oscilatórios de baixa amplitude.

A Figura 5.3 apresenta a evolução do módulo de armazenamento G' para a amostra de fluido de perfuração. Como pode ser observado, o módulo elástico cresce exponencialmente representando a reestruturação do material. Esta evolução temporal pode ser representada pela eq. (5.2) (Kroetz (2020)) e será considerada idêntica à recuperação da viscosidade. Ao resolver a eq. (5.2), nota-se que o tempo de reestruturação, t_s , é o tempo para que G' atinja 67% do seu valor de regime permanente. A partir dessa figura, obtém-se graficamente o valor de 1000 s para t_s . Este valor é comparativamente pelo menos três ordens de grandeza maior que os valores de tempo de quebra da Tabela 5.2. Isto significa que o tempo de reestruturação não terá qualquer efeito no tempo de quebra para as taxas de cisalhamento consideradas.

$$\frac{dG'}{dt} = \frac{G'_{eq} - G'}{t_s} \quad (5.2)$$

Figura 5.3 - Evolução temporal do módulo de armazenamento medido durante teste oscilatório, amplitude de deformação constante de 10^{-3} e frequência de 1 Hz



Fonte: Kroetz (2020)

A partir do valor de t_s , a e b são obtidos por ajuste pelo método dos mínimos quadrados não linear. Assim, tem-se $a = 0,2766$ e $b = 0,9273$, com coeficiente de determinação de 0,9015.

5.2 Análise de sensibilidade

Retoma-se o problema original, apresentado no Capítulo 3. A partir dos parâmetros adimensionais governantes lá definidos, uma análise de sensibilidade de parâmetros será conduzida, tendo como referência os parâmetros da Tabela 5.3. Esses parâmetros foram definidos atendendo alguns critérios: número de Reynolds típico para escoamento de fluido de perfuração, t_s^* similar ao obtido experimentalmente, η_0^* suficientemente maior que a viscosidade adimensional de equilíbrio, e β representativo da compressibilidade do fluido de perfuração. A Figura 5.4 apresenta a evolução temporal da pressão adimensional, em duas

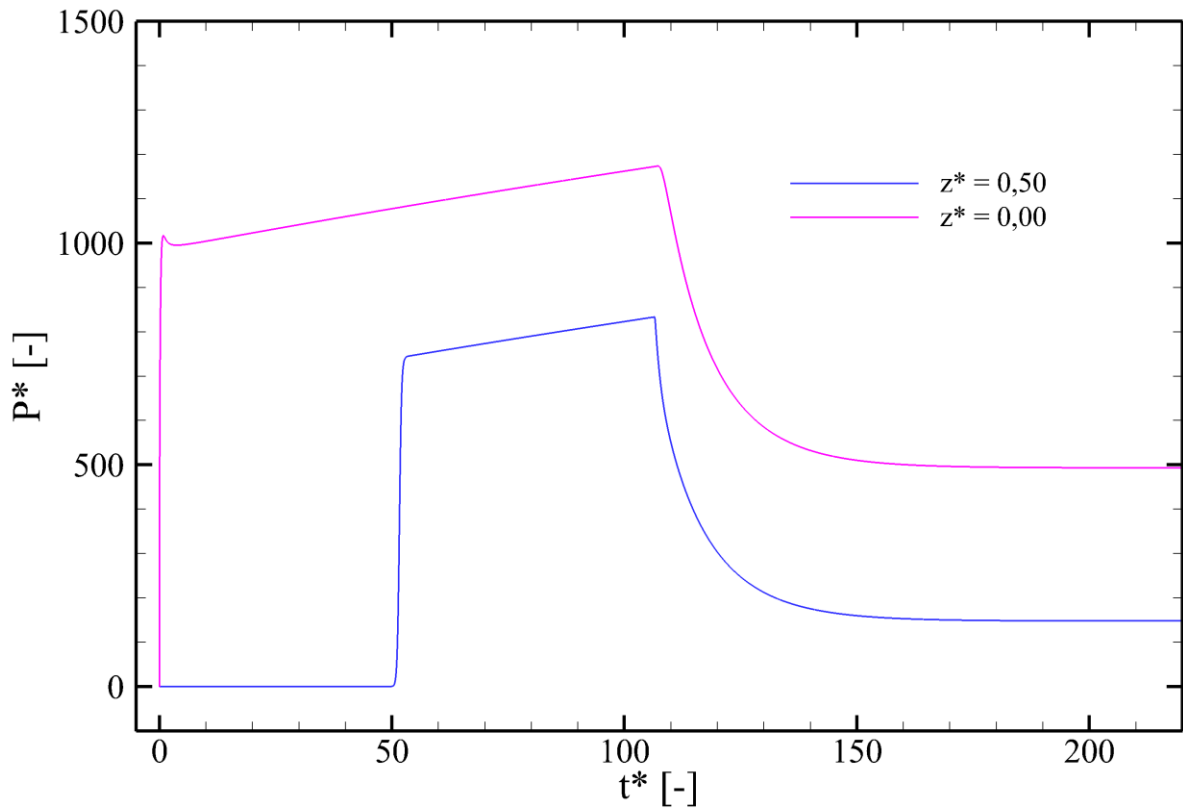
posições da tubulação, para o caso base definido na Tabela 5.3. Relembrando as condições iniciais: $V_z^*(t^*=0, z^*)=0$, $P^*(t^*=0, z^*)=0$, $\eta_v^*(t^*=0, z^*)=\eta_0^*$. A partir de $t^*=\Delta t^*$, impõe-se $V_z^*(t^*, z^*=0)=1$ e $P^*(t^*, z^*=0)=0$.

Tabela 5.3 - Conjunto de parâmetros adimensionais que definem o caso base da análise de sensibilidade

β	Re	t_s^*	a^*	n	b	η_0^*
50	1	1000	10	0,8	1	1000

Fonte: Autoria própria (2022)

Figura 5.4 - Evolução temporal da pressão para duas posições da tubulação - caso base

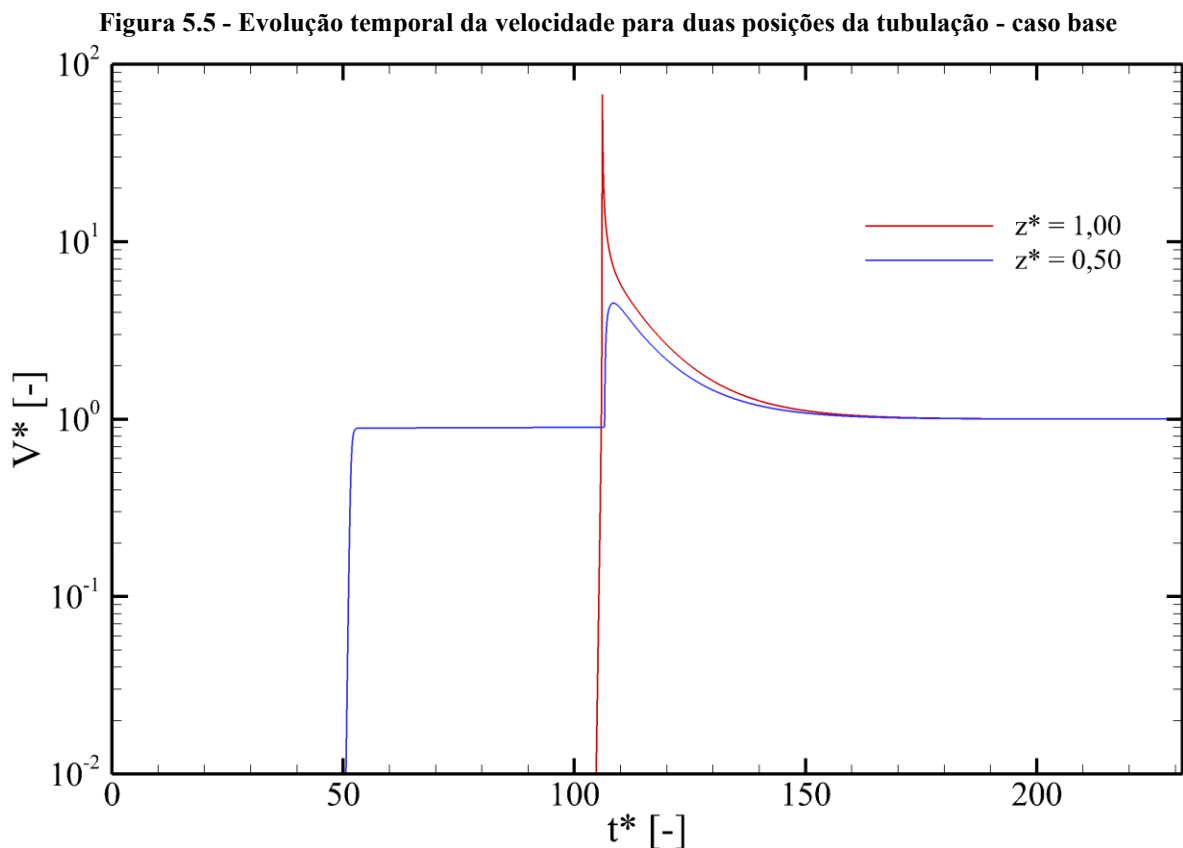


Fonte: Autoria própria (2022)

Com a imposição de vazão como condição de contorno, a pressão na entrada da tubulação ($z^*=0$) sofre aumento abrupto e depois cresce progressivamente. No meio da tubulação ($z^*=0,5$), a pressão também muda abruptamente, mas demora mais para perceber a condição de contorno. Esse atraso de 50 unidades adimensionais de tempo se deve ao tempo

para a pressão se propagar na tubulação. Além disso, a pressão não sobe na mesma intensidade da entrada devido à perda por atrito viscoso.

Próximo ao tempo $t^* = 100$, as pressões começam a decrescer. Entende-se que este é o tempo necessário para o material gelificado se desestruturar completamente em toda a tubulação, aliviando as pressões em direção ao regime permanente. A Figura 5.5 apresenta a evolução temporal das velocidades, para o mesmo caso base, nas mesmas posições da tubulação. Na entrada a velocidade é sempre constante devido à condição de contorno. Nas outras posições, percebe-se que as velocidades se mantêm a valores próximos de zero inicialmente, uma vez que a pressão não se propagou até estas posições. Para a curva em azul (meio da tubulação), em $t^* = 50$, identifica-se um primeiro patamar de velocidade, já suficiente para alterar a taxa de deformação (e a viscosidade, consequentemente), e promover uma quebra local do fluido gelificado. O momento em que ocorre a quebra final, junto à saída do tubo, é marcado pela inércia do material já em escoamento incipiente, que promove um pico de velocidade, a qual reduz até a velocidade de regime permanente, em patamar igual para todas as seções da tubulação.

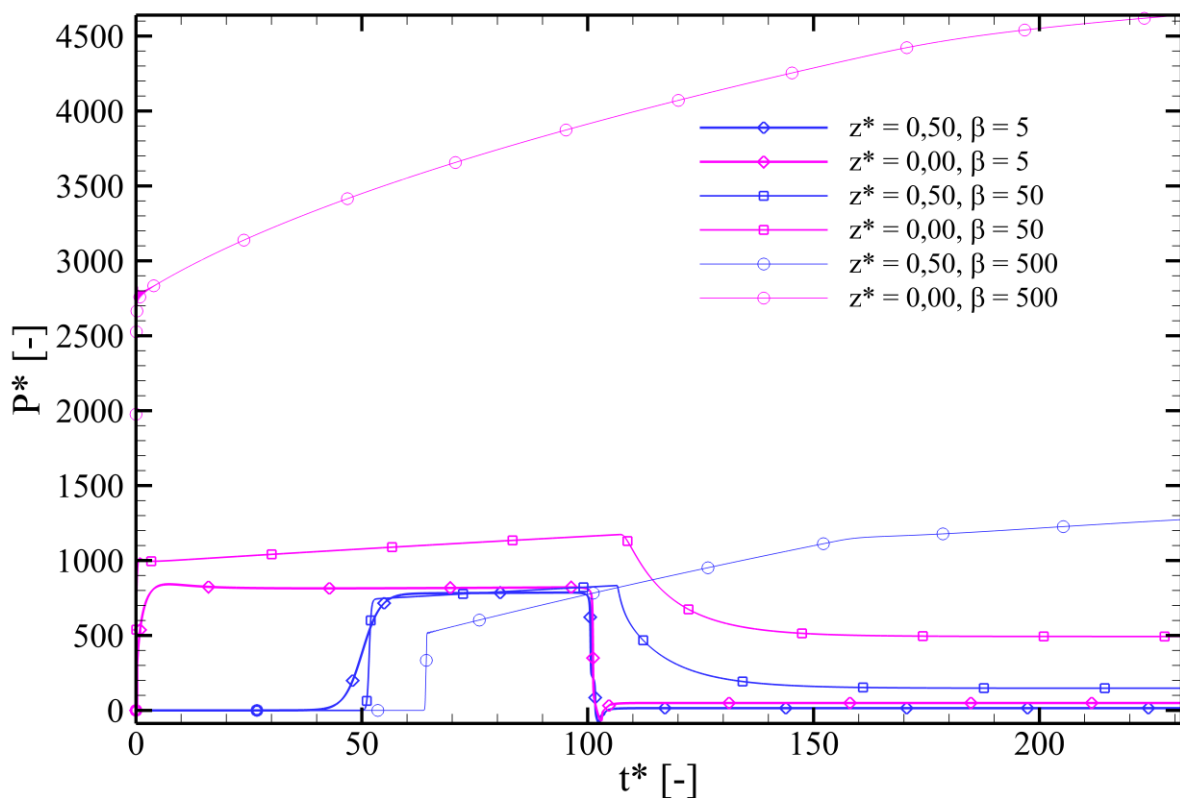


Fonte: Autoria própria (2022)

5.2.1 Efeito do parâmetro β

A Figura 5.6 apresenta a evolução da pressão adimensional ao longo do tempo adimensional, para as duas posições da tubulação: entrada (curvas rosa) e meio (curvas azuis), variando o parâmetro β . Três valores do parâmetro foram empregados: $\beta = 5$, $\beta = 50$ (caso base) e $\beta = 500$, com as curvas marcadas respectivamente com losangos, quadrados e círculos.

Figura 5.6 - Evolução da pressão adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro β

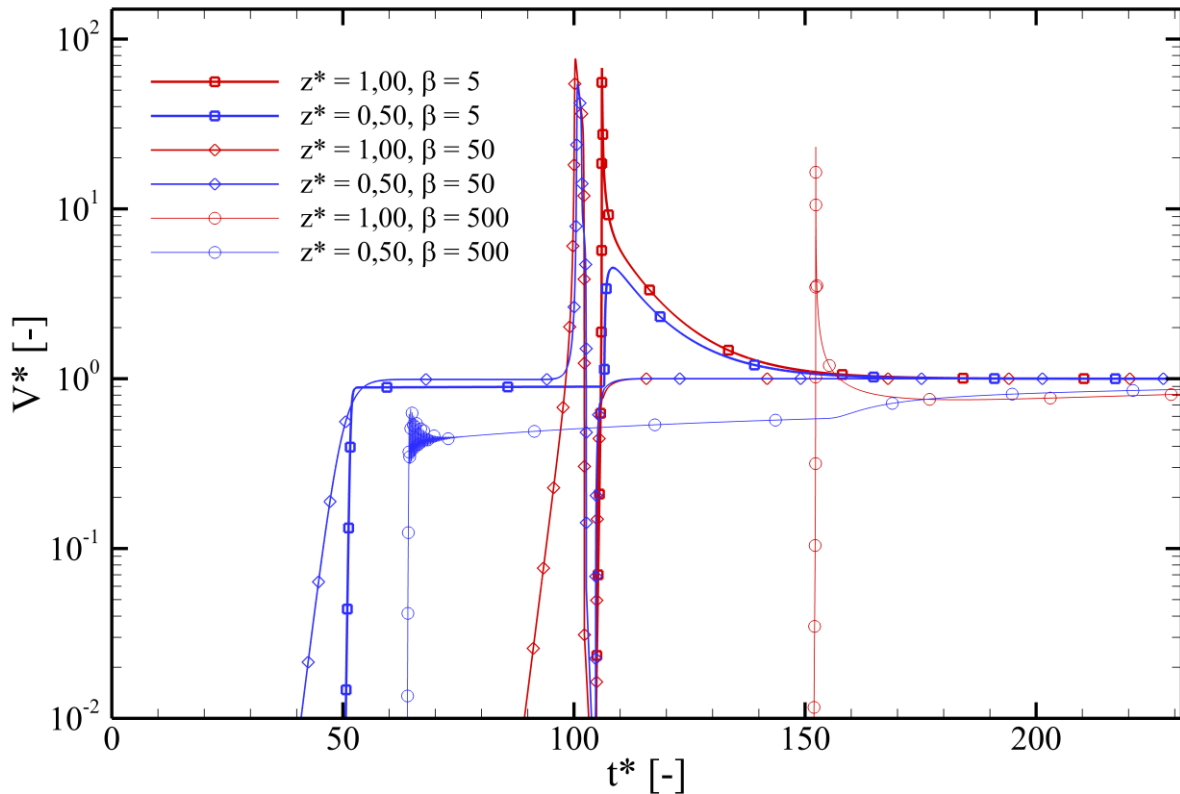


Fonte: Autoria própria (2022)

Observa-se que o tempo para iniciar o crescimento da pressão no meio da tubulação se reduz com a redução de β . Isso pode ser explicado pela inércia do escoamento, que é maior para β menores. Por outro lado, o aumento de β não só atrasa o crescimento da pressão como também aumenta a magnitude das pressões obtidas na tubulação. O escoamento nessas condições permite melhores condições para a pressão subir, antes de se atingir a quebra do material.

A Figura 5.7 apresenta a evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, para o mesmo caso apresentado anteriormente. Note que a redução de β trouxe oscilações à velocidade no tempo próximo a $t^* = 100$. Para o caso base, ocorre apenas o pico de velocidade seguido da queda até o regime permanente, enquanto que para o β menor, a velocidade ainda cai mais uma vez, antes de subir até o regime.

Figura 5.7 - Evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro β



Fonte: Autoria própria (2022)

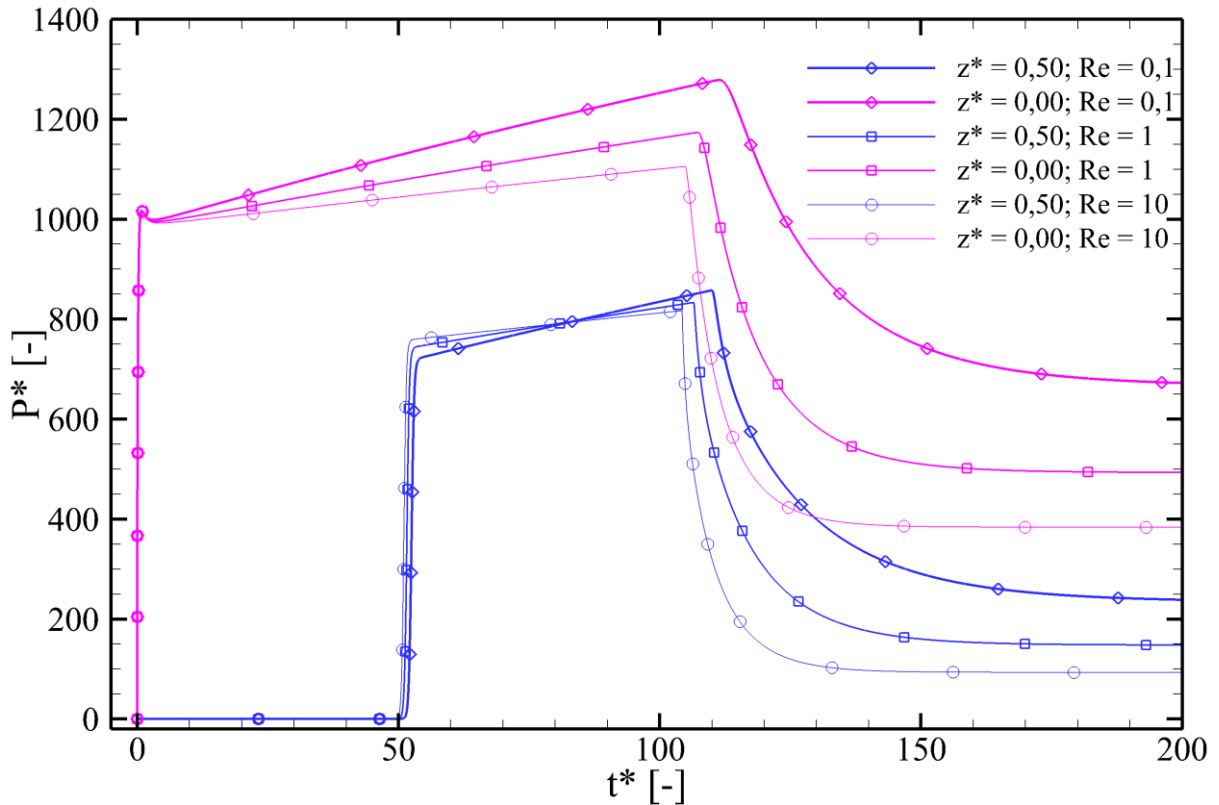
Para o maior valor de β , as interações referentes à velocidade são bem mais discretas, com a ausência do pico de pressão no meio da tubulação e o pico de menor magnitude na saída. Ao contrário do que podiam indicar as curvas de pressão, ocorreu de fato a quebra da estrutura gelificada, com o regime permanente ainda por chegar.

5.2.2 Efeito do número de Reynolds

Seguindo a lógica já desenvolvida na subseção anterior, agora será analisado o efeito do número de Reynolds mantendo os demais parâmetros constantes. A Figura 5.8 apresenta a

evolução da pressão nas duas posições já mencionadas da tubulação, variando o número de Reynolds. Os valores empregados foram $Re = 0,1$, $Re = 1$ (caso base) e $Re = 10$ (curvas marcadas com losangos, quadrados e círculos, respectivamente).

Figura 5.8 - Evolução da pressão adimensional pelo tempo adimensional, variando o número de Reynolds



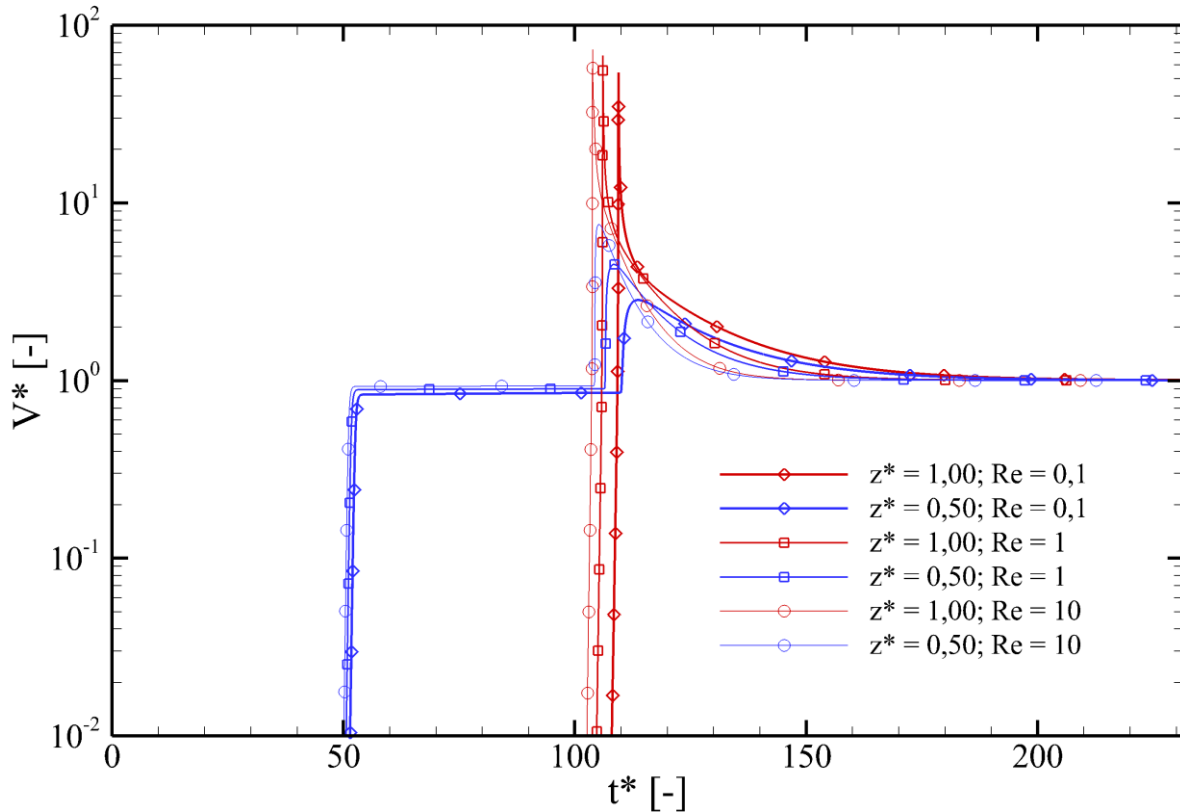
Fonte: Autoria própria (2022)

Qualitativamente, as curvas apresentam comportamento bastante similar. Para menores números de Reynolds, obtém-se pressões mais altas, enquanto que para Re maiores, o reinício ocorre primeiro. Isso se reflete também nas pressões de regime permanente. Comparando-se a escoamentos de fluidos newtonianos em tubos, todos os valores de Reynolds aqui empregados parecem ser relativamente baixos, muito distantes das faixas de valores onde ocorrem turbulências. Entretanto, é oportuno destacar que os valores empregados são todos típicos de escoamentos de fluidos de perfuração, os quais normalmente operam com baixas velocidades.

A Figura 5.9 apresenta a evolução da velocidade no tempo para os diferentes números de Reynolds. Nota-se o mesmo comportamento, qualitativamente, em cada posição (meio do tubo e saída). Reforçam-se os comportamentos já mencionados: para Re maiores o reinício

começa antes, a magnitude do pico de velocidade é maior e a velocidade de regime é a mesma, referente à vazão de entrada.

Figura 5.9 - Evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, variando o número de Reynolds



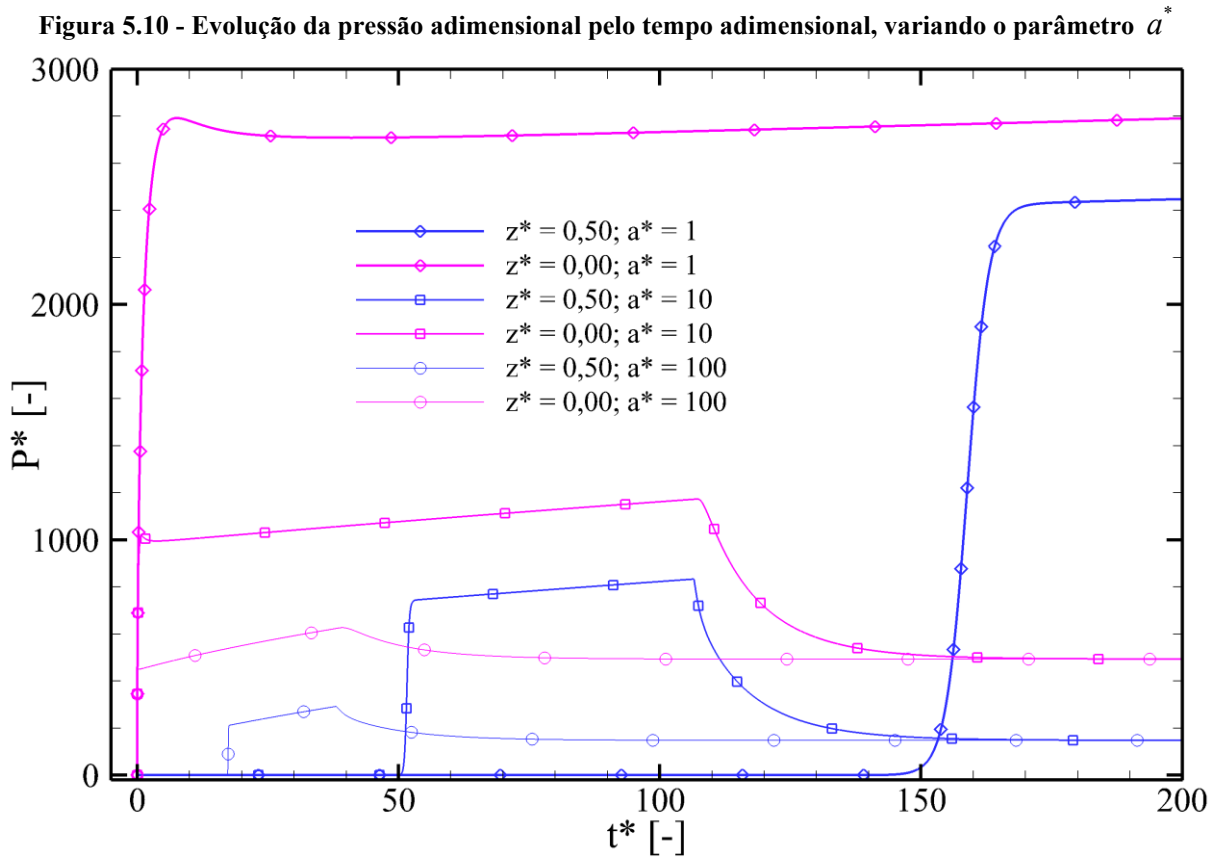
Fonte: Autoria própria (2022)

Nesse momento, pode-se interpretar que dentro do efeito do parâmetro λ , o número de Mach e a razão de aspecto devem ter influência considerável, comparando com o número de Reynolds. Assim, percebe-se a relevância e influência da compressibilidade dentro do fenômeno estudado.

5.2.3 Efeito do parâmetro a^*

O parâmetro a^* tem por função atenuar ou reforçar o efeito da taxa de deformação na expressão do termo de quebra σ_q^* . De forma similar aos casos desenvolvidos anteriormente, o parâmetro a^* assumiu três valores distintos: $a^* = 1$, $a^* = 10$ (caso base) e $a^* = 100$. Os demais

parâmetros utilizaram os valores do caso base. A Figura 5.10 apresenta a evolução da pressão nas três posições da tubulação, variando a^* .



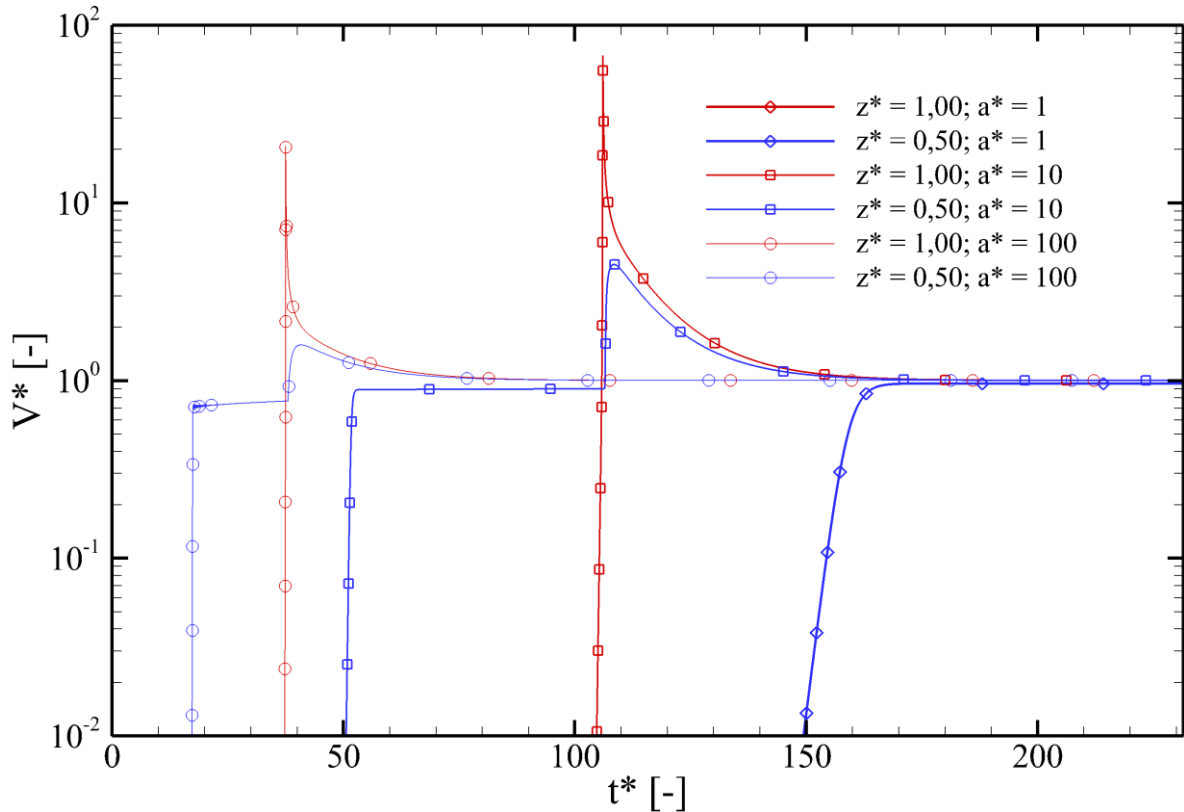
Fonte: Autoria própria (2022)

É notório o efeito de a^* na velocidade em que o fenômeno transiente se desenvolve. Como já mencionado, esse parâmetro afeta diretamente o tempo de quebra da estrutura gelificada. Para o menor valor de a^* , identifica-se que a quebra ocorreu somente até aproximadamente a metade da tubulação no tempo $t^* = 200$. Na janela de tempo analisada, o fluido ainda está parado e gelificado na saída do sistema. Para os casos de maior a^* , percebe-se que o regime permanente é o mesmo. Isso é razoável uma vez que o parâmetro analisado somente interage com a taxa na composição do termo de quebra, sem alterá-la e sem envolver-se com a definição da viscosidade de equilíbrio.

Dando sequência, a Figura 5.11 apresenta a evolução da velocidade, para o caso já mencionado. Ao contrário do que foi visto em casos anteriores, os picos de velocidade no momento da quebra total foram menores para o caso mais rápido (menor a^*), o que pode sugerir

certa independência dos efeitos da taxa na duração do efeito transiente e na evolução da viscosidade, e consequentes, pressão e vazão.

Figura 5.11 - Evolução da velocidade adimensional pelo tempo adimensional, variando o parâmetro a^*



Fonte: Autoria própria (2022)

5.3 Síntese do capítulo

No presente capítulo, o modelo matemático desenvolvido ao longo dos capítulos anteriores foi posto em aplicação. Inicialmente, e de forma dimensional, a equação de evolução da viscosidade foi comparada com resultados experimentais, apresentando boa concordância com os mesmos. Em seguida, foi aplicado um teste de sensibilidade em relação aos parâmetros adimensionais do problema. Foi verificado que para valores menores de β , a quebra da estrutura gelificada do fluido ocorre mais cedo, enquanto que para valores maiores, as pressões desenvolvidas são maiores. O efeito do número de Reynolds foi fortemente relacionado com a inércia do escoamento, o que pode justificar as magnitudes dos picos de velocidade e a rapidez com que se inicia a quebra do gel. Verificou-se a influência da taxa de deformação na figura do

parâmetro a^* , o qual influenciou muito mais fortemente na rapidez com que os efeitos transientes se desenvolvem.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O reinício de escoamento em materiais com dependência temporal é um tema de alto interesse para a indústria de petróleo e gás, em especial devido a questões de segurança. Sendo as pressões no poço a variável mais crítica, o seu conhecimento é de máxima importância. Modelos matemáticos podem ser de grande valia no processo de predição das condições de pressão no poço, entretanto, sua complexidade pode agir como uma barreira à sua utilização. Essa complexidade deve-se aos comportamentos viscoelásticos e viscoplásticos do material, além da transitoriedade do escoamento.

Dessa forma, o objetivo do presente trabalho foi o desenvolvimento de um modelo matemático para avaliar o fenômeno do reinício de escoamento em fluidos de perfuração gelificados em tubulações. Esse objetivo foi atingido de forma bem sucedida, e o modelo será de ampla utilidade ao ser posteriormente agregado ao software WPS – Well Pressure Simulation. O WPS é um programa computacional, com interface gráfica amigável ao usuário, cujo objetivo é simular escoamentos transitórios e compressíveis em tubulações. Sua aplicação mais imediata é em escoamentos em poços de petróleo, onde são vivenciados os mais diversos fenômenos transientes: reinício de escoamento, má transmissão de pressão e deslocamento relativo entre geometrias (*surge & swab*).

Diversas etapas foram percorridas para que o objetivo fosse alcançado. Uma revisão da literatura foi elaborada, focando em modelagem do reinício de escoamento e modelagem de tixotropia. Por sua vez, a tixotropia foi analisada sob a ótica da abordagem fenomenológica e abordagem microestrutural indireta. Essa revisão teve por objetivo estabelecer o estado da arte e os novos avanços em cada um dos temas mencionados. Assim, elencou-se as vantagens e desvantagens em relação à cada trabalho analisado, o que possibilitou construir um modelo matemático com potencial de representar o fenômeno do reinício de escoamento em materiais dependentes do tempo.

Ao final dessa etapa, os modelos que mais chamaram a atenção foram os de Oliveira (2012), Santos e Negrão (2017) e Kroetz (2020). A partir deles, e levando em conta as particularidades da aplicação, delineou-se o modelo desenvolvido no presente trabalho. Após propostas de melhorias e adequações, chegou-se a um modelo final, o qual foi descrito no

capítulo 3 da presente dissertação. A partir daí, inicia-se o projeto de implementação numérica, relatado no capítulo 4.

Inicialmente, optou-se por testar somente a equação cinética do modelo de tixotropia. Resultados experimentais provenientes de ensaios reométricos foram utilizados para avaliar o ajuste numérico dos parâmetros do modelo. Além de os ajustes terem sido bem sucedidos, ainda corroboraram com a escolha da equação do termo de quebra σ_q .

Retornou-se ao modelo adimensionalizado, com o objetivo de aplicar um teste de sensibilidade dos parâmetros. Dentre os parâmetros analisados, o primeiro foi o β . Esse parâmetro é definido como diretamente proporcional ao número de Mach e inversamente proporcional ao número de Reynolds e a razão de aspecto da tubulação. Assim, β menores podem ser indicativos de escoamento de menor inércia, ou de maior compressibilidade. A pressão e a velocidade para os dois valores menores de β foram relativamente próximas, enquanto que para o maior valor foram identificadas pressões aproximadamente cinco vezes maiores. Ainda que tenha ocorrido bastante atraso na quebra da estrutura gelificada, ocorreu um pronunciado pico de velocidade na saída da tubulação.

Um parâmetro adimensional de particular relevância na mecânica dos fluidos, o número de Reynolds foi também avaliado nesse teste de sensibilidade. Foram utilizados valores geralmente tidos como baixos, muito distante das faixas onde ocorre a turbulência. Isso é razoável, tendo em vista a aplicação em escoamento de fluidos de perfuração, onde altas velocidades são desencorajadas para minimizar fraturas indesejadas na formação. Variando o Re em uma ordem de grandeza para cima e para baixo do caso base, nota-se tímidas variações na pressão e na velocidade. Poderia ser oportuno testar uma ou duas ordens de grandeza a mais, de modo a verificar se o modelo aceita esses valores, ou se divergirá.

O último parâmetro testado foi o fator multiplicador da taxa, a^* . Sua principal influência foi na velocidade em que o efeito transiente se desenvolve. Para maior a^* , mais rápida é a quebra do gel, e menores são as pressões desenvolvidas. Os picos de velocidade foram menores para o maior a^* , sendo que para o menor, a quebra do gel não ocorreu totalmente no intervalo de tempo analisado.

6.1 Sugestões para trabalhos futuros

Como opções para trabalhos futuros, pode-se citar:

1. Avaliar o reinício de escoamento por imposição de pressão;
2. Simular o reinício de escoamento em geometria tubo-anular;
3. Adicionar efeitos de elasticidade na modelagem.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDERSON, J. D. **Modern Compressible Flows: a historical perspective**. 2^a ed. New York, NY: McGraw-Hill, 1990.
- BAO, Y.; ZHANG, J. Restart behavior of gelled waxy crude oil pipeline based on an elasto-viscoplastic thixotropic model: A numerical study. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 284, n. March, p. 104377, 2020.
- BAUER, W. H.; COLLINS, E. A. Thixotropy and Dilatancy. Em: **Rheology: Theory and Applications**. New Yourk: Academic Press, 1967. v. 4p. 423–459.
- BAUTISTA, F. et al. Understanding thixotropic and antithixotropic behavior of viscoelastic micellar solutions and liquid crystalline dispersions. I. The model. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 80, n. 2–3, p. 93–113, 1999.
- BIRD, R. B. et al. **Dynamics of Polymer Liquids Vol. 2**. 2^a ed. ed. New York: Wiley, 1987.
- CAWKWELL, M. G.; CHARLES, M. E. An improved model for start-up of pipelines containing gelled crude oil. **J. Pipelines**, v. 7, n. 1, p. 41–52, 1987.
- CHANG, C.; NGUYEN, Q. D.; RØNNINGSEN, H. P. Isothermal start-up of pipeline transporting waxy crude oil. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 87, n. 2–3, p. 127–154, 1999.
- CHENG, D. C. H.; EVANS, F. Phenomenological characterization of the rheological behaviour of inelastic reversible thixotropic and antithixotropic fluids. **British Journal of Applied Physics**, v. 16, n. 11, p. 1599–1617, 1965.
- DAVIDSON, M. R. et al. A model for restart of a pipeline with compressible gelled waxy crude oil. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 123, n. 2–3, p. 269–280, 2004.
- DE OLIVEIRA, G. M.; NEGRÃO, C. O. R. The effect of compressibility on flow start-up of waxy crude oils. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 220, p. 137–147, 2015.
- DE SOUZA MENDES, P. R. Modeling the thixotropic behavior of structured fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 164, n. 1–3, p. 66–75, 2009.

- DE SOUZA MENDES, P. R.; ABEDI, B.; THOMPSON, R. L. Constructing a thixotropy model from rheological experiments. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 261, n. April, p. 1–8, 2018.
- DE SOUZA MENDES, P. R.; THOMPSON, R. L. A unified approach to model elasto-viscoplastic thixotropic yield-stress materials and apparent yield-stress fluids. **Rheologica Acta**, v. 52, n. 7, p. 673–694, 2013.
- DULLAERT, K.; MEWIS, J. A structural kinetics model for thixotropy. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 139, n. 1–2, p. 21–30, 2006.
- FREDRICKSON, A. G. A model for the thixotropy of suspensions. **AIChE Journal**, v. 16, n. 3, p. 436–441, 1970.
- HOUSKA, M. **Engineering aspects of the rheology of thixotropic liquids**. Tese de doutorado—[s.l.] Czech Technical University of Prague, 1981.
- KALGHATGI, G. Is it really the end of internal combustion engines and petroleum in transport ? **Applied Energy**, v. 225, n. May, p. 965–974, 2018.
- KROETZ, F. M. **Análise e calibração de modelo constitutivo para fluidos dependentes do tempo**. Dissertação de Mestrado—[s.l.] Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 158p., 2020.
- LÓPEZ-AGUILAR, J. E. et al. A new constitutive model for worm-like micellar systems - Numerical simulation of confined contraction-expansion flows. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 204, p. 7–21, 2014.
- LÓPEZ-AGUILAR, J. E. et al. Numerical modelling of thixotropic and viscoelastoplastic materials in complex flows. **Rheologica Acta**, v. 54, n. 4, p. 307–325, 2015.
- LYONS, W. C. **Standard Handbook of Petroleum & natural gas engineering**. 1^a ed. ed. Houston, TX: Gulf Publishing Company, 1996.
- MANERO, O. et al. A thermodynamic approach to rheology of complex fluids: The generalized BMP model. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 146, n. 1–3, p. 22–29, 2007.
- METZNER, A. B.; REED, J. C. Flow of non-newtonian fluids—correlation of the laminar, transition, and turbulent-flow regions. **AIChE Journal**, v. 1, n. 4, p. 434–440, dez. 1955.

MEWIS, J.; WAGNER, N. J. Thixotropy. **Advances in Colloid and Interface Science**, v. 147–148, n. C, p. 214–227, 2009.

MOORE, F. The rheology of ceramic slips and bodies. **Trans. Br. Ceram. Soc.**, v. 58, p. 470–494, 1959.

MORAIS, J. M. DE. **Petróleo em Águas Profundas - Uma história tecnológica da PETROBRAS na exploração e produção offshore**. 1ª ed. Rio de Janeiro, RJ: Petrobras, 2013.

MUJUMDAR, A.; BERIS, A. N.; METZNER, A. B. Transient phenomena in thixotropic systems. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 102, n. 2, p. 157–178, 2002.

NEGRÃO, C. O. R.; FRANCO, A. T.; ROCHA, L. L. V. A weakly compressible flow model for the restart of thixotropic drilling fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 166, n. 23–24, p. 1369–1381, 2011.

OLIVEIRA, G. M. DE et al. Numerical simulation of the start-up of Bingham fluid flows in pipelines. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 165, n. 19–20, p. 1114–1128, 2010.

OLIVEIRA, G. M. DE. **Modelagem da propagação de pressão no reinício do escoamento de fluidos de perfuração não gelificados**. [s.l.] Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 130 p., 2011.

OLIVEIRA, G. M. DE et al. Modeling and validation of pressure propagation in drilling fluids pumped into a closed well. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 103, p. 61–71, 2013.

OLIVEIRA, L. K. **O que é o pré-sal**. Disponível em: <<https://diariodopresal.wordpress.com/o-que-e-o-pre-sal/>>. Acesso em: 13 maio. 2019.

PETROBRAS. **Relatório anual 2018**. Rio de Janeiro, RJ: [s.n.].

PEYERL, D. **The Oil of Brazil**. 1ª ed. ed. [s.l.] Springer International Publishing, 2019.

RØNNINGSEN, H. P. Rheological behaviour of gelled, waxy North Sea crude oils. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 7, n. 3–4, p. 177–213, 1992.

SANTOS, O. L. A. **Segurança de Poços em Lâminas de Água Ultraprofundas**. ENAHPE 2006 – Encontro Nacional de Hidráulica de Perfuração e Completação de Poços de Petróleo e Gás. **Anais...**Domingos Martins, ES: 2006.

SANTOS, T. G. M. **Análise e modelagem do escoamento transitório de fluidos de perfuração**. [s.l.] Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 131 p., 2015.

SANTOS, T. G. M.; NEGRÃO, C. O. R. **A new constitutive model for time-dependent fluids**. AERC 2017. **Anais...**2017.

SCHLUMBERGER. **Schlumberger Excellence in Educational Development - Mud Cycle**. Disponível em: <<http://www.seed.slb.com>>. Acesso em: 30 abr. 2019.

SESTAK, J. et al. Start-up of gelled crude oil pipelines. **Journal of Pipelines**, v. 6, n. 1, p. 15–24, 1987.

SHORT, J. A. **Drilling - a source book on oil and gas well drilling from exploration to completion**. 1^a ed. Tulsa, Oklahoma, USA: PennWell Books, 1983.

SIQUEIRA, I. R.; PASQUALI, M.; DE SOUZA MENDES, P. R. Couette flows of a thixotropic yield-stress material: Performance of a novel fluidity-based constitutive model. **Journal of Rheology**, v. 64, n. 4, p. 889–898, 2020.

SKALLE, P. **Pressure Control During Oil Well Drilling**. Oslo, Noruega: Ventus Publishing, 2011.

VINAY, G.; WACHS, A.; AGASSANT, J. F. Numerical simulation of weakly compressible Bingham flows: The restart of pipeline flows of waxy crude oils. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 136, n. 2–3, p. 93–105, 2006.

VINAY, G.; WACHS, A.; FRIGAARD, I. Start-up transients and efficient computation of isothermal waxy crude oil flows. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 143, n. 2–3, p. 141–156, 2007.

WACHS, A.; VINAY, G.; FRIGAARD, I. A 1.5D numerical model for the start up of weakly compressible flow of a viscoplastic and thixotropic fluid in pipelines. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 159, n. 1–3, p. 81–94, 2009.

WEI, Y.; SOLOMON, M. J.; LARSON, R. G. Quantitative nonlinear thixotropic model with stretched exponential response in transient shear flows. **Journal of Rheology**, v. 60, n. 6, p. 1301–1315, 2016.

WEI, Y.; SOLOMON, M. J.; LARSON, R. G. A multimode structural kinetics constitutive equation for the transient rheology of thixotropic elasto-viscoplastic fluids. **Journal of Rheology**, v. 62, n. 1, p. 321–342, 2018.

WHITE, F. **Fluid Mechanics**. 7^a ed. ed. New York: McGraw-Hill, 2010.

WYLIE, E. B.; STREETER, V. L.; SUO, L. **Fluid transients in systems**. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1993.

ZHAO, M.; GHIDAOUI, M. S. Efficient Quasi-Two-Dimensional Model for Water Hammer Problems. **Journal of Hydraulic Engineering**, v. 129, n. 12, p. 1007–1013, dez. 2003.