

**UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA**

DISSERTAÇÃO

**Modelagem e Simulação do Fenômeno de Sedimentação de Sólidos
Adensantes em Suspensões Não Newtonianas Confinadas em Regiões
Anulares Sob Condições Não Isotérmicas**

ALINE ASSUMPCÃO RODRIGUES PINTO

2020



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO DO FENÔMENO DE SEDIMENTAÇÃO
DE SÓLIDOS ADENSANTES EM SUSPENSÕES NÃO NEWTONIANAS
CONFINADAS EM REGIÕES ANULARES SOB CONDIÇÕES NÃO
ISOTÉRMICAS**

ALINE ASSUMPCÃO RODRIGUES PINTO

Sob a Orientação do Professor

Luiz Augusto da Cruz Meleiro

e Co-orientação de

Bruno Francisco Oechsler

Dissertação submetida como requisito parcial para a obtenção do grau de **Mestre em Engenharia Química**, Área de Concentração em Tecnologia Química.

Seropédica, RJ

Novembro de 2020

Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro
Biblioteca Central / Seção de Processamento Técnico

Ficha catalográfica elaborada
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

P659m Pinto, Aline Assumpção Rodrigues, 1991-
Modelagem e simulação do fenômeno de sedimentação de sólidos adensantes em suspensões não newtonianas confinadas em regiões anulares sob condições não isotérmicas / Aline Assumpção Rodrigues Pinto. - Seropédica, 2020.
160 f.: il.

Orientador: Luiz Augusto da Cruz Meleiro.
Coorientador: Bruno Francisco Oechsler.
Dissertação (Mestrado). -- Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro, Programa De Pós-Graduação Em Engenharia Química, 2020.

1. Sedimentação de barita. 2. Tensão limite de escoamento. 3. Modelo não isotérmico . 4. Estimação de parâmetros. 5. Reologia. I. Meleiro, Luiz Augusto da Cruz , 1965-, orient. II. Oechsler, Bruno Francisco , 1986-, coorient. III Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro. Programa De Pós-Graduação Em Engenharia Química. IV. Título.

UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA QUÍMICA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

ALINE ASSUMPCÃO RODRIGUES PINTO

Dissertação submetida como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Engenharia Química**, no Curso de Pós-Graduação em Engenharia Química, área de Concentração em Tecnologia Química.

DISSERTAÇÃO APROVADA EM: 27/11/2020.

Conforme deliberação número 001/2020 da PROPPG, de 30/06/2020, tendo em vista a implementação de trabalho remoto e durante a vigência do período de suspensão das atividades acadêmicas presenciais, em virtude das medidas adotadas para reduzir a propagação da pandemia de Covid-19, nas versões finais das teses e dissertações as assinaturas originais dos membros da banca examinadora poderão ser substituídas por documento(s) com assinaturas eletrônicas. Estas devem ser feitas na própria folha de assinaturas, através do SIPAC, ou do Sistema Eletrônico de Informações (SEI) e neste caso a folha com a assinatura deve constar como anexo ao final da tese / dissertação.

Membros da banca:

Luiz Augusto da Cruz Meleiro. Dr. UFRRJ. (Orientador/Presidente da banca)

João Jorge Ribeiro Damasceno. Dr. UFU

Duílio Tadeu da Conceição. Dr. UFRRJ



Emitido em 2020

TERMO Nº 467/2020 - PPGEQ (12.28.01.00.00.00.42)

(Nº do Protocolo: NÃO PROTOCOLADO)

(Assinado digitalmente em 27/11/2020 19:42)
DUILIO TADEU DA CONCEICAO JUNIOR
PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR
DeptM (12.28.01.00.00.00.63)
Matrícula: 1545317

(Assinado digitalmente em 27/11/2020 16:58)
LUIZ AUGUSTO DA CRUZ MELEIRO
PROFESSOR DO MAGISTERIO SUPERIOR
DEQ (12.28.01.00.00.00.45)
Matrícula: 2412659

(Assinado digitalmente em 01/12/2020 15:49)
JOÃO JORGE RIBEIRO DAMASCENO
ASSINANTE EXTERNO
CPF: 375.611.467-87

Para verificar a autenticidade deste documento entre em <https://sipac.ufrrj.br/documentos/> informando seu número:
467, ano: **2020**, tipo: **TERMO**, data de emissão: **27/11/2020** e o código de verificação: **a4**

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer minha mãe, Andreia, e meu pai, Alexandre, por toda sua dedicação e suporte durante toda minha vida, além do incentivo na minha jornada em busca do título de Mestre em Engenharia Química.

Agradeço também as minhas irmãs caçulas, Alícia e Alexia, por todo suporte emocional e conselhos, algumas brigas também, durante toda a minha jornada.

Agradeço ainda minha madrinha, Alessandra, meus tios, Anderson e Mônica, meus primos, Gabriel, Rafael e Larissa, e meu avô, Arthur, por todo apoio concedido a mim durante toda a minha caminhada.

Em especial gostaria de agradecer e dedicar este título a minha avó, Euzida, que faleceu no ano passado. Ela sempre se orgulhou de todas as conquistas da família e estava especialmente empolgada com a possibilidade de ter uma Mestre como neta, sempre pensamos na senhora.

Gostaria de agradecer especialmente ao meu orientador, professor Luiz Augusto da Cruz Meleiro, e ao meu coorientador, professor Bruno Francisco Oechsler, não apenas por suas excelentes orientações, mas também por todos os ensinamentos que me deram, suas disponibilidades em sanarem minhas dúvidas e a atenção ao meu trabalho.

Gostaria de agradecer também aos professores, Luís Américo Calçada, Cláudia Míriam Scheid e Duílio Tadeu da Conceição Junior, por suas ponderações e sugestões as quais foram de fundamental importância para a conclusão deste trabalho.

Gostaria de agradecer a todos do laboratório LEF, Caroline, Gil, Beatriz Rosas, Gabrielle Fontella, Gabriela Corradi, Tayna, Moacyr, Pedro, Elias, Eduardo e Sergio, por fazer meus dias no laboratório mais leves e felizes.

Agradeço também meu colega, Rodrigo, e especialmente meu colega, Robson, por toda as dicas, sugestões e auxílios que me deram, suas ajudas foram imprescindíveis para finalização deste trabalho.

Agradeço também as amigas que fiz no decorrer do curso, Carla, Ana, Luana e Vanessa por todas as conversas e grupos de estudo.

Finalmente agradeço a CAPES e a PETROBRAS pelo apoio financeiro ao trabalho, sem este auxílio este trabalho não seria possível.

"O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001 "This study was financed in part by the Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Finance Code 001".

RESUMO

PINTO, Aline Assumpção Rodrigues. **Modelagem e Simulações do Fenômeno de Sedimentação de Sólidos Adensantes em Suspensões não Newtonianas Confinados em Regiões Anulares Sob Condições Não Isotérmicas**. 2020. 161 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química, Tecnologia Química). Instituto de Tecnologia, Departamento de Engenharia Química, Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro, Seropédica, RJ, 2020.

Durante a perfurações de poços de petróleo são utilizados fluidos de perfuração para auxiliarem no processo. Para isto, é necessário que estes fluidos tenham propriedades físicas como a densidade e a viscosidade bem definidas. Assim, é comum que sejam adicionados aos fluidos agentes adensantes como a barita. Quando se tem início a extração do óleo, o fluido confinado é sujeito a um gradiente de temperatura, sem possibilidade de se expandir, ocorre então um aumento de pressão na região anular, fenômeno este chamado de APB (*Annular Pressure Build-up*). Este fenômeno pode causar diversos problemas, inclusive o colapso da estrutura do poço. Sendo assim, faz-se necessário a adoção de estratégias de mitigação. Uma dessas estratégias é permitir o contato do fluido de perfuração com a formação rochosa adjacente. Porém, esta estratégia pode falhar caso a sedimentação dos sólidos adensantes forme uma barreira e obstrua a janela de comunicação entre o fluido e a rocha. Diante deste cenário o presente trabalho propõe dois modelos de sedimentação não-isotérmicos para fluidos com tensão limite de escoamento. Estes modelos, baseados na mecânica do contínuo, são capazes de prever a dinâmica de sedimentação e o perfil axial da sedimentação de barita em fluido sintético em diversas temperaturas. Os modelos foram obtidos a partir das leis de conservação da massa e do movimento para a fase sólida e as propriedades das fases líquidas e sólidas foram incorporadas por meio de equações constitutivas. Devido à complexibilidade dos modelos, técnicas numéricas foram empregadas em suas resoluções, de modo que a variável espacial das equações foi discretizada pelo método dos volumes finitos e o conjunto de EDOs resultante foi integrado numericamente na variável tempo espacial. Além disso, foram estimados os parâmetros de permeabilidade do meio, pressão dos sólidos e tempo de relaxação utilizando dados experimentais de sedimentação de sólidos adensantes em fluido Br-Mul, além de parâmetros reológicos não isotérmicos do modelo tipo Arrhenius com dados de reologia de um fluido de perfuração sintético. Os resultados mostraram bons ajustes dos dados preditos aos dados experimentais, inclusive na dinâmica inicial da sedimentação, além de demonstrarem como é fundamental considerar os efeitos da temperatura na sedimentação.

Palavras-chave: Sedimentação de barita, Tensão limite de escoamento, Modelo não isotérmico.

ABSTRACT

PINTO, Aline Assumpção Rodrigues. **Modeling and Simulation of the Phenomena of Sedimentation of Weighting Materials in Confined non – Newtonian Suspensions in Annular Region Under Non-Isothermal Condition.** 2020. 161 p. Thesis (Master of Science in Chemical Engineering, Chemical Technology). Institute of Technology, Department of Chemical Engineering, Federal Rural University of Rio de Janeiro, Seropédica, RJ, 2020.

During oil well drilling, drilling fluids are used to assist in the process. For this, these fluids must have physical properties, such as density and viscosity, well-defined. Thus, it is common for high – density minerals, such as barite, to be added to the fluid. When the oil extraction begins, the confined fluid is subjected to a temperature gradient. Since the fluid has no possibility of expanding, an increase in pressure in the annular region happens, a phenomenon called APB (*Annular Pressure Build-up*). This phenomenon can cause several problems, including the collapse of the well structure, so it is necessary to adopt mitigation strategies. One of the mitigation strategies is to communicate the drilling fluid with the adjacent rock formation. However, this strategy may fail if the weighting particles of the fluid settle to the point of obstructing the communication window between the fluid and the rock. In this scenario, the present work proposes two non-isothermal settling models for fluids with yield stress. These models were based on the mechanics of the continuum and can predict the dynamic, and the axial profile of barite settling in a synthetic fluid at different temperatures. Both models were obtained by the conservation laws of mass and movement for the solid phase, and the properties of the liquid and solid phases were incorporated through constitutive equations. Due to the complexity of the models, numerical techniques had to be used. The spatial variable of the equations was discretized by the finite volume method and the resulting set of EDOs was numerically integrated into the dimensionless time variable. Also, the parameters of permeability of the medium, solids pressure, and relaxation time were estimated, using settling of weighting solids experimental data in Br-Mul fluid, and parameters of the non-isothermal rheological model, Arrhenius, with rheology data of a synthetic fluid in different temperatures. The results show good adjustments between the predicted data and the experimental data, even for the initial dynamics. It also shows how important it is to consider the effects of temperature on sedimentation.

Keywords: Barite sag, Yield stress, Non-isothermic modeling.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Investimentos da empresa Petrobrás projetados em seu plano estratégico 2020-2024 (PETROBRAS, 2020).	1
Figura 1.2. Investimentos da empresa Petrobras projetados em seu plano estratégico 2020-2024 (PETROBRAS, 2020).	2
Figura 1.3. Esquema de anulares com sapata aberta (Adaptado de ALCOFRA, 2014).....	3
Figura 2.1. Classificação reológica dos fluidos.....	5
Figura 2.2. escoamento unidimensional (Adaptado de CHABRA E RICHARDSON, 2008). .	6
Figura 2.3. Curva reológica de fluidos não newtonianos independentes do tempo (Adaptado de REED, 1995).....	7
Figura 2.4. Representação de um fluido tixotrópico (Adaptado de SCHRAMM, 2000).	11
Figura 2.5. Fluido viscoelástico, esquema mola pistão em série (Adaptado de SCHRAMM, 2000).....	12
Figura 2.6. Identificação da tensão limite de escoamento (Adaptado de BARNES E NGUYEN, 2001).....	17
Figura 2.7. Resposta de experimentos de recuperação (Adaptado de NGUYEN e BOGER, 1992).....	18
Figura 2.8. Ensaios de sedimentação em batelada (COE e CLEVINGER, 1916).	19
Figura 2.9. Previsão do modelo, onde é possível observar as curvas de equi-concentração....	21
Figura 2.10. Esquema da sedimentação e regiões formadas (AROUCA, 2007).....	22
Figura 2.11. Comparação dos modelos de Kynch (1952) e D'Ávila (1978) com o fenômeno real (AROUCA, 2007).....	25
Figura 2.12. Interfaces de sedimentação (Adaptado de TILLER, 1981).....	26
Figura 2.13. Comparação entre os modelos Kynch (1952) e Concha e Bustos (1987).....	27
Figura 2.14. Representação das zonas de sedimentação (FRANÇA, MASSARANI e BISCAIA Jr.,1999).....	27
Figura 2.15. Imagens obtidas por ressonância magnética da sedimentação. (a) em fluido newtoniano, (b) em fluido viscoelástico (Adaptado de BOBROFF e PHILLIPS, 1998).....	31
Figura 2.16. Formação de um “corredor de baixa viscosidade” na sedimentação de duas partículas de alumínio (Adaptado de GUESLIN et al., 2006).....	32
Figura 3.1. Curvas de escoamento do fluido olefínico sintético.	38
Figura 3.2. Curva de fluxo para o fluido de perfuração Br-Mul.	39
Figura 3.3. Ilustração da unidade experimental de radioisótopos (Adaptado de ROCHA, 2020).....	40
Figura 4.1. Comportamento da Equação 4.7 em vários tempos de relaxação (λ).	42
Figura 4.2. Diagrama esquemático do modelo.	43
Figura 4.3. Malha discretizada unidimensional (Adaptado de VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007).	57
Figura 4.4. Malha discretizada bidimensional (Adaptado de VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007).	58

Figura 4.5. Discretização e adequação da malha utilizando o método dos volumes finitos (Adaptado de ROCHA, 2018).	58
Figura 5.1. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 4°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo power law.	70
Figura 5.2. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 4°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo power law).	71
Figura 5.3. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 25°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo power law.	73
Figura 5.4. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 25°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo power law).	74
Figura 5.5. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 65°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo power law.	76
Figura 5.6. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 65°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo power law).	77
Figura 5.7. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 93°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo <i>power law</i> .	79
Figura 5.8. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 93°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo power law).	80
Figura 5.9. Variação do índice de consistência (M) com a temperatura: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) Modelo power law.	81
Figura 5.10. Variação do índice de comportamento (n) com a temperatura: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) Modelo power law.	82
Figura 5.11. Variação da Tensão limite de escoamento (τ_0) com a temperatura.	83
Figura 5.12. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel- Bulkley/Arrhenius: (a) $M \times n$, (b) $M \times \tau_0$, (c) $n \times \tau_0$, (d) $M \times \Delta H$.	86
Figura 5.13. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel- Bulkley/Arrhenius: (a) $n \times \Delta H$, (b) $\Delta H \times \tau_0$.	87
Figura 5.14. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel-Bulkley/WLF: (a) $M \times n$, (b) $M \times \tau_0$, (c) $n \times \tau_0$, (d) $M \times c_1$.	87
Figura 5.15. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel-Bulkley/WLF: (a) $n \times c_1$, (b) $c_1 \times \tau_0$, (c) $M \times c_2$, (d) $n \times c_2$, (e) $\tau_0 \times c_2$, (f) $c_1 \times c_2$.	88
Figura 5.16. Ajuste do modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico: (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.	89
Figura 5.17. Ajuste do modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico para baixas temperaturas (4°C e 25°C): (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.	90
Figura 5.18. Ajuste do modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico para altas temperaturas (65°C e 93°C): (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.	91
Figura 5.19. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico power law/Arrhenius: (a) $M \times n$, (b) $M \times \Delta \tilde{H}$, (c) $n \times \Delta \tilde{H}$.	93

Figura 5.20. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico power law/WLF: (a) $M \times n$, (b) $M \times c_1$, (c) $n \times c_1$, (d) $M \times c_2$, (e) $n \times c_2$, (f) $c_1 \times c_2$	94
Figura 5.21. Ajuste do modelo power law não-isotérmico: (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.	95
Figura 5.22. Ajuste do modelo power law não-isotérmico para baixas temperaturas (4°C e 25°C): (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.	96
Figura 5.23. Ajuste do modelo power law não-isotérmico para altas temperaturas (65°C e 93°C): (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.	97
Figura 5.24. Comparação das regiões de sedimentação adotadas por Rocha (2018) e Kynch (1952) (Adaptado de ROCHA, 2018).....	98
Figura 5.25. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função da velocidade: (a) $B \times Psref$, (b) $B \times \beta$, (c) $Psref \times \beta$, (d) $B \times \lambda$	101
Figura 5.26. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função da velocidade: (a) $Psref \times \lambda$, (b) $\beta \times \lambda$	102
Figura 5.27. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função do fluxo: (a) $B \times Psref$, (b) $B \times \beta$, (c) $Psref \times \beta$, (d) $B \times \lambda$	102
Figura 5.28. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função do fluxo: (a) $Psref \times \lambda$, (b) $\beta \times \lambda$	103
Figura 5.29. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos (ROCHA, 2018).	104
Figura 5.30. Dados preditos e experimentais da sedimentação de sólidos presentes no fluido Br-Mul: Modelo em função da velocidade proposto neste trabalho.	105
Figura 5.31. Dados preditos e experimentais da sedimentação de sólidos presentes no fluido Br-Mul: Modelo em função do fluxo proposto neste trabalho.	105
Figura 5.32. Dados preditos e experimentais da sedimentação de sólidos presentes no fluido Br-Mul (ROCHA, 2018).	106
Figura 5.33. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função da velocidade. (a) $T = 4^\circ\text{C}$, (b) $T = 21^\circ\text{C}$	107
Figura 5.34. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função da velocidade. (a) $T = 25^\circ\text{C}$, (b) $T = 45^\circ\text{C}$, (c) $T = 65^\circ\text{C}$, (d) $T = 93^\circ\text{C}$	108
Figura 5.35. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função do fluxo. (a) $T = 4^\circ\text{C}$, (b) $T = 21^\circ\text{C}$	108
Figura 5.36. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função do fluxo. (a) $T = 25^\circ\text{C}$, (b) $T = 45^\circ\text{C}$, (c) $T = 65^\circ\text{C}$, (d) $T = 93^\circ\text{C}$	109
Figura 5.37. Comparação da dinâmica de sedimentação em 5 dias, para o modelo em função da velocidade. (a) altura de 0,5 cm, (b) 12 cm.	110
Figura 5.38. Comparação da dinâmica de sedimentação em 5 dias, para o modelo em função do fluxo. (a) altura de 0,5 cm, (b) 12 cm.	110

Figura 5.39. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função da velocidade. (a) T = 4°C, (b) T = 21°C, (c) T = 25°C, (d) T = 45°C.	111
Figura 5.40. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função da velocidade. (a) T = 65°C, (b) T = 93°C.	112
Figura 5.41. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função do fluxo. (a) T = 4°C, (b) T = 21°C, (c) T = 25°C, (d) T = 45°C.	112
Figura 5.42. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função do fluxo. (a) T = 65°C, (b) T = 93°C.	113
Figura 5.43. Simulação do perfil axial para o modelo em função da velocidade. (a) T = 4°C, (b) T = 21°C.	113
Figura 5.44. Simulação do perfil axial para o modelo em função da velocidade. (a) T = 25°C, (b) T = 45°C, (c) T = 65°C, (d) T = 93°C.	114
Figura 5.45. Simulação do perfil axial para o modelo em função do fluxo. (a) T = 4°C, (b) T = 21°C.	114
Figura 5.46. Simulação do perfil axial para o modelo em função do fluxo. (a) T = 25°C, (b) T = 45°C, (c) T = 65°C, (d) T = 93°C.	115
Figura 5.47. Simulação da dinâmica de sedimentação na zona de espessamento de uma coluna de 1 m a 25°C utilizando o modelo em função da velocidade. (a) 220 volumes, (b) 500 volumes, (c) 1000 volumes.	116
Figura 5.48. Simulação da dinâmica de sedimentação na zona de espessamento de uma coluna de 1 m a 25°C utilizando o modelo em função do fluxo. (a) 220 volumes, (b) 500 volumes, (c) 1000 volumes.	117
Figura 5.49. Simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento em um poço de 3992 m. (a) T = 25°C, (b) T = 90°C. ...	118
Figura 5.50. Simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região intermediária em um poço de 3992 m. (a) T = 25°C, (b) T = 90°C.	119
Figura 5.51. Simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado em um poço de 3992 m. (a) T = 25°C, (b) T = 90°C.	119
Figura 5.52. Simulação do perfil axial de um poço de 3992 m em 365 dias. (a) T = 25°C, (b) T = 90°C.	120
Figura 5.53. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) T = 4°C a 25°C, (b) T = 4°C a 90°C.	121
Figura 5.54. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região intermediária em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) T = 4°C - 25°C, (b) T = 4°C - 90°C.	121
Figura 5.55. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) T = 4°C - 25°C, (b) T = 4°C - 90°C.	122
Figura 5.56. Esquema ilustrativo da taxa de entrada e saída de sólidos em um volume genérico de uma coluna sujeita a um gradiente de temperatura.	122

Figura 5.57. Perfil axial de um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) $T = 4^{\circ}\text{C} - 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 4^{\circ}\text{C} - 90^{\circ}\text{C}$	123
Figura 5.58. Perfil axial em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura de $4^{\circ}\text{C} - 90^{\circ}\text{C}$. (a) 3 anos, (b) 5 anos, (c) 7 anos, (d) 9 anos, (e) 11 anos, (f) 13 anos.	124

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 4°C.	68
Tabela 5.2. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo power law na temperatura de 4°C.	69
Tabela 5.3. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 4 °C.	69
Tabela 5.4. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 25°C.	72
Tabela 5.5. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo power law na temperatura de 25°C.	72
Tabela 5.6. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 25 °C.	72
Tabela 5.7. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 65°C.	75
Tabela 5.8. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo power law na temperatura de 65°C.	75
Tabela 5.9. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 65 °C.	75
Tabela 5.10. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 93°C.	78
Tabela 5.11. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo power law na temperatura de 93°C.	78
Tabela 5.12. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 93 °C.	78
Tabela 5.13. Análise da variação do índice de consistência (M) com a temperatura nos modelos Herschel-Bulkley e power law.	81
Tabela 5.14. Análise da variação do índice de comportamento (n) com a temperatura nos modelos Herschel-Bulkley e power law.	82
Tabela 5.15. Análise da variação da tensão limite de escoamento (τ_0) com a temperatura no modelo Herschel- Bulkley.	83
Tabela 5.16. Parâmetros estimados com o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico: Uso da equação de Arrhenius.	84
Tabela 5.17. Parâmetros estimados com o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico: Uso da equação WLF.	84
Tabela 5.18. Função objetivo minimizada utilizando o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico: Uso das equações de Arrhenius e WLF.	85
Tabela 5.19. Matriz de Correlação de parâmetros do Modelo Herschel-Bulkley/Arrhenius. ..	85
Tabela 5.20. Matriz de Correlação de parâmetros do Modelo Herschel-Bulkley/WLF.	85
Tabela 5.21. Parâmetros estimados para o modelo power law não isotérmico: Uso da equação de Arrhenius.	92
Tabela 5.22. Parâmetros estimados para o modelo power law não-isotérmico: Uso da equação WLF.	92

Tabela 5.23. Função objetivo minimizada utilizando o modelo power law não isotérmico: Uso das equações de Arrhenius e WLF.	93
Tabela 5.24. Parâmetros reológicos utilizados neste trabalho e no trabalho de Rocha (2018).	99
Tabela 5.25. Parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos estimados para os dois modelos propostos neste trabalho.	100
Tabela 5.26. Parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos estimados com o modelo de Rocha (2018).	100
Tabela 5.27. Valores das funções objetivos minimizadas dos modelos 1 e 2 e do modelo de Rocha (2018).	100
Tabela 5.28. Matriz de correlação dos parâmetros do modelo em função da velocidade.	103
Tabela 5.29. Matriz de correlação dos parâmetros do modelo em função do fluxo.	103

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Parâmetro de regularização
A	Parâmetro pressão dos sólidos
a_T	Fator de correção de temperatura (adimensional)
B	Parâmetro de Permeabilidade (Kozeny-Carman)
\mathbf{B}	Matriz de sensibilidade
C, C_1, C_2	Fatores Geométricos (adimensionais)
c_1, c_2	Parâmetros do modelo WLF (adimensionais)
C_D	Coefficiente de arraste (adimensional)
De	Número de Deborah (adimensional)
d_p	Diâmetro da partícula (m)
F	Variável de Fisher (adimensional)
F_{obj}	Função objetivo
g	Aceleração da gravidade ($m.s^{-2}$)
G	Escalar de proporcionalidade de Hooke (Pa)
\mathbf{G}	Tensor módulo elástico
gl	Graus de liberdade
h	Altura da interface
H	Interface descendente
K	Permeabilidade da matriz porosa (m^2)
K_0	Parâmetro permeabilidade (Rocha)
K_{sc}	Parâmetro permeabilidade (Tiller e Leu)
l	Termo de interação dinâmica fluido-partícula
L	Interface ascendente
L_0	Altura inicial da suspensão (m)
m	Força resistiva ($kg.m^{-2}.s^{-2}$)
M	Índice de Consistência do fluido ($Pa.s^n$)
M'	Parâmetro do Modelo não-isotémico
n	Índice de comportamento do fluido (adimensional)
NC	Nível de confiança
NE	Número de experimentos
NP	Número de parâmetros

NY	Número de variáveis dependentes
ρ	Parâmetro característico do escoamento turbulento
P_s	Pressão nos sólidos ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
\mathcal{P}_s	Pressão modificada ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
P_{sa}	Parâmetro das equações de Tiller e Leu ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
P_{se}	Pressão dos sólidos estática ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
P_{sref}	Pressão nos sólidos na concentração de referência ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
q	Velocidade superficial total da mistura (m.s^{-1})
\dot{q}	Velocidade superficial da fase fluida (m.s^{-1})
q_s	Velocidade superficial (m.s^{-1})
Q_s	Fluxo volumétrico de sólidos (m.s^{-1})
q_{0s}	Velocidade superficial de sólidos alimentados (m.s^{-1})
Q^*_s	Fluxo volumétrico de sólidos adimensional
R	Constante dos gases ($\text{Pa.m}^3/\text{mol/K}$)
Re	Número de Reynolds (adimensional)
Re_{gen}	Número de Reynolds generalizado (adimensional)
Re_p	Número de Reynolds da partícula
t	Tempo (s)
T	Temperatura (K)
t_f	Tempo final (s)
T_{ref}	Temperatura de referência (K)
\mathcal{T}_s	Tensão sobre a fase sólida ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$)
t_{st}	Variável otimizada do teste t de <i>student</i>
\mathbf{U}	Vetor velocidade relativa da mistura sólido-líquido (m.s^{-1})
U	Velocidade relativa da mistura (m.s^{-1})
\mathbf{u}	Vetor velocidade da fase líquida
u_s	Velocidade adimensional da fase sólida
u_{s0}	Perfil de velocidade
V	Velocidade de ascensão de ondas de equi-concentração
v_∞	Velocidade terminal da partícula
v_f	Velocidade do fluido (m.s^{-1})
\mathbf{v}_s	Vetor velocidade da fase sólida

v_s	Velocidade da fase sólida (m.s ⁻¹)
v_{s0}	Velocidade inicial de sedimentação em um ensaio em batelada (m.s-1)
v_{sup}	Velocidade da interface descendente
Vy	Matriz de covariância experimental
\widehat{Vy}	Matriz de covariâncias de predição
$V\theta$	Matriz de covariâncias dos parâmetros
x	Posição axial
x^m	Vetor de variáveis independentes medidas
y	posição entre as placas
y^e	Vetor de variáveis dependentes experimentais
y^m	Vetor de variáveis dependentes previstas pelo modelo
z	Posição axial (m)
z^*	Variável espacial adimensional

Caracteres gregos

β	Parâmetro da pressão dos sólidos
γ	Tensor deformação
Γ	Coefficiente de fluxo de sólidos
$\dot{\gamma}$	Taxa de cisalhamento (s ⁻¹)
$\dot{\gamma}_0$	Taxa de cisalhamento crítica
$\dot{\gamma}_c$	Taxa de cisalhamento característica (s ⁻¹)
δ	Vetor deslocamento
$\Delta\tilde{H}$	Energia de ativação do escoamento (Arrhenius) (J/K.mol)
Δz^*	Tamanho do volume de controle
ϵ_c	Parâmetros de permeabilidade Tiller e Leu
ϵ_f	Concentração volumétrica do fluido (adimensional)
ϵ_{f0}	Concentração inicial do fluido (% v/v)
ϵ_s	Concentração volumétrica de sólidos (% v/v)
ϵ_{s0}	Concentração inicial de sólidos na suspensão (% v/v)
ϵ_{scr}	Concentração crítica (% v/v)
ϵ_{sm}	Concentração máxima de sólidos (% v/v)
ϵ_{sref}	Concentração de referência
ϵ_{su}	Concentração da lama

η	Viscosidade aparente (Pa.s)
η_0	Viscosidade aparente a baixas taxas (Pa.s)
η_l	Viscosidade aparente da fase líquida (Pa.s)
η_{mix}	Viscosidade aparente da mistura (Pa.s)
η_p	Viscosidade plástica (Pa.s)
η_s	Viscosidade aparente da fase sólida (Pa.s)
η_{susp}	Viscosidade aparente da suspensão (Pa.s)
θ	Vetor de parâmetros
θ	Valor do parâmetro ótimo
θ^{est}	Vetor de parâmetro estimados
Θ_s	Concentração adimensional da fase sólida
λ	Tempo de Relaxação (s)
Λ	Parâmetro de permeabilidade (Rocha)
$\mathbf{\Lambda}$	Matriz de correlação dos parâmetros
μ	Viscosidade absoluta
$\Xi(\phi)$	Fator de forma
ξ	Tempo adimensional
ρ_f, ρ_l	Densidade da fase fluido/ líquida (kg.m ⁻³)
ρ_s	Densidade dos sólidos/partículas (kg.m ⁻³)
ρ_{susp}	Densidade da suspensão (kg.m ⁻³)
$\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}$	Tensões normais (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
σ_1, σ_2	Funções materiais que definem as tensões normais (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
σ_{jj}^2	Variância experimental
σ_{θ_j}	Desvio padrão do parâmetro θ_j
τ	Tensão de cisalhamento (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
τ_0	Tensão limite de escoamento (kg.m ⁻¹ .s ⁻²)
ϕ	Esfericidade da partícula (adimensional)
χ^2	Distribuição qui-quadrado
ψ	Parâmetro permeabilidade (Tiller e Leu)
ψ_1, ψ_2	Primeiro e segundo coeficientes de tensão normal
$\theta(\phi), \mathcal{F}(\phi)$	Funções dependentes da esfericidade
$\Omega(\phi), \chi(\phi)$	

Subscritos e sobrescritos

e	Face e do volume de controle
E	Centro E do volume de controle
f	Fluido
l	Líquido
P	Centro P do volume de controle
s	Sólido
w	Face w do volume de controle
W	Centro W do volume de controle

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivo.....	3
1.2 Estrutura da Dissertação.....	4
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 Reologia de Fluidos.....	5
2.1.1 Fluidos newtonianos.....	6
2.1.2 Fluidos não newtonianos.....	6
2.1.3 Modelo de potência de Ostwald e de Waele (<i>Power Law</i>).....	8
2.1.4 Modelo de potência condicional de Spriggs.....	8
2.1.5 Modelo de Bingham.....	9
2.1.6 Modelo de Herschel-Bulkley.....	9
2.1.7 Modelos de Herschel-Bulkley modificados.....	10
2.1.8 Tixotropia.....	11
2.1.9 Viscoelasticidade.....	12
2.1.10 Modelos não isotérmicos.....	13
2.1.11 Reologia de fluidos de perfuração.....	14
2.1.11.1 Tensão Limite de Escoamento.....	14
2.1.11.2 Fenômenos de quebra de gel: regiões de viscoelasticidade linear e não linear.....	15
2.1.11.3 Reometria.....	16
2.1.11.3.1 Curva de escoamento.....	16
2.1.11.3.2 Reinício de escoamento.....	16
2.1.11.3.3 Teste de fluência.....	17
2.1.11.3.4 Teste de recuperação.....	18
2.2 Fundamentos da Sedimentação.....	18
2.3 Sedimentação em Fluidos Não Newtonianos.....	29
2.4 Considerações Finais.....	36
3 Metodologia Experimental.....	38
3.1 Ensaio de Reologia em Fluido de Perfuração Olefínico.....	38
3.2 Ensaio de Sedimentação em Fluido Br-Mul.....	39
4 MODELAGEM E ESTIMAÇÃO DE PARÂMETROS	41
4.1 Modelagem da Tensão Limite de Escoamento.....	41
4.2 Modelo de Sedimentação Não Isotérmico.....	43
4.2.1 Equações constitutivas.....	44
4.2.1.1 Força resistiva.....	44
4.2.1.2 Pressão nos sólidos.....	48

4.2.1.3 Permeabilidade do meio	49
4.2.1.4 Taxa de cisalhamento característica	49
4.2.1.5 Função de esfericidade	50
4.2.1.6 Modelo reológico isotérmico.....	50
4.2.1.7 Modelo reológico não isotérmico.....	51
4.3 Conjunto de Equações dos Modelos de Sedimentação	52
4.3.1 Modelo 1	53
4.3.2 Modelo 2	54
4.4 Adimensionalização do Modelo.....	55
4.4.1 Modelo 1	56
4.4.2 Modelo 2	56
4.5 Discretização do Modelo pela Técnica de Volumes Finitos	57
4.5.1 Aplicação do método dos volumes finitos no modelo não isotérmico de sedimentação.....	58
4.5.1.1 Modelo 1	59
4.5.1.2 Modelo 2	60
4.6 Estimação de Parâmetros	63
4.6.1 Função objetivo	63
4.6.2 Qualidade da estimação.....	64
4.6.2.1 Intervalos de confiança dos parâmetros	65
4.6.2.2 Matrizes de covariância dos parâmetros	65
4.6.2.3 Incerteza de predição.....	66
4.6.2.4 Significância do parâmetro.....	66
4.6.2.5 Correlação dos parâmetros	66
4.6.2.6 Regiões de confiança dos parâmetros estimados.....	67
4.6.3 Método de estimação de parâmetros	67
5 RESULTADOS E DISCUSSÃO	68
5.1 Ensaio Reológicos com Efeito da Temperatura.....	68
5.1.1 Estimação utilizando modelos isotérmicos	68
5.1.1.1 Avaliação da variação dos parâmetros com a temperatura	81
5.1.2 Estimação utilizando modelos não isotérmicos.....	83
5.2 Ensaio de Sedimentação em Fluido Br-Mul Isotérmico	98
5.3 Simulação da Sedimentação em um Fluido Olefínico Sintético em Diversas Temperaturas ...	106
5.3.1 Simulação em uma proveta de 21 cm.....	107
5.3.2 Aumento de escala - simulação em uma coluna de 1 m.....	115
5.3.3 Simulação em um poço real de 3992 m (modelo 1).....	118
5.4 Sedimentação em um Poço de 3992 m Sujeito a um Perfil de Temperatura	120
6 CONCLUSÃO.....	126

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	128
---	------------

CAPÍTULO I

1 INTRODUÇÃO

Resumo: Este capítulo apresenta uma breve introdução acerca do tema desta dissertação, bem como os aspectos motivadores e os objetivos deste trabalho. Além disso, apresenta também como o trabalho foi organizado.

O petróleo é um combustível fóssil com diversas utilidades e aplicações. Além de ser utilizado como combustível na indústria automobilística, pode também ser utilizado como matéria prima e/ou constituinte de produtos como plástico, calçados e cosméticos. Adicionalmente, o petróleo apresenta grande potencial energético, já que grande parte da produção de energia mundial é baseada nesta fonte de energia (MARTINS et al., 2015).

No Brasil as maiores reservas de petróleo são encontradas no fundo dos oceanos, na região do pré-sal. Os reservatórios presentes nesta região se encontram em águas profundas ou ultra profundas, motivando assim o investimento em tecnologia das empresas que exploram esses recursos (PETROBRAS, 2020).

No plano estratégico de 2020-2024 da Petrobras (2020) a empresa anunciou um investimento de 75,7 bilhões de dólares, onde 64,3 bilhões serão investidos em exploração e produção, 6,1 bilhões em refino, 3 bilhões na parte corporativa e 2,3 bilhões em gás natural e energia (Figura 1.1). Além disso, a empresa espera inaugurar treze novas plataformas até 2024 (Figura 1.2) e aumentar sua produção de 2,7 milhões de barris por dia em 2020 para 3,5 milhões de barris por dia em 2024.

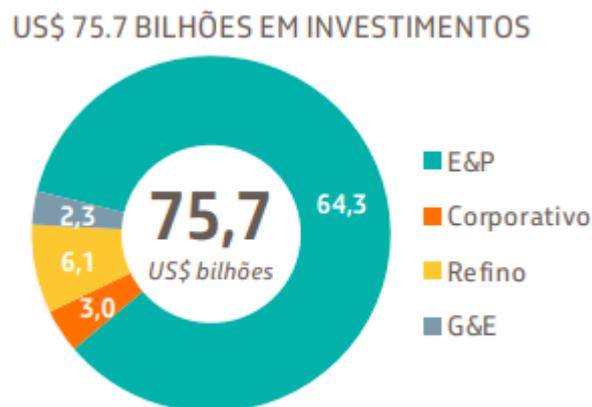


Figura 1.1. Investimentos da empresa Petrobrás projetados em seu plano estratégico 2020-2024 (PETROBRAS, 2020).



Figura 1.2. Investimentos da empresa Petrobras projetados em seu plano estratégico 2020-2024 (PETROBRAS, 2020).

Uma das formas de investimento em exploração é o estudo dos fluidos, ou lamas, de perfuração para que possam ser empregadas adequadamente nos processos de perfuração de poços. Este fluido consiste em uma mistura de componentes químicos naturais ou sintéticos (sólidos adensantes, viscosificantes, emulsificantes etc.), dispersos ou solúveis em uma fase contínua que pode ser água ou óleo. Como resultado, são obtidos os fluidos base-água ou base-óleo (FINK, 2012).

Os fluidos de perfuração possuem as seguintes funções (SCHWALBERT, 2013):

- Remover os cascalhos gerados durante a perfuração;
- Oferecer contra-pressão aos fluidos dos poros das formações rochosas, prevenindo a invasão desses fluidos no poço;
- Manter a estabilidade mecânica e química do poço;
- Manter os cascalhos em suspensão durante paradas de circulação;
- Resfriar, lubrificar e sustentar a coluna de perfuração;
- Resfriar a broca;
- Facilitar a cimentação e a completação dos poços.

Para que os fluidos de perfuração possam exercer essas funções, é necessário que sejam preparados de forma a apresentarem propriedades físicas controladas, como a densidade e a viscosidade. Dessa forma, é normal durante procedimentos de perfuração que seja adicionado minerais de alta densidade como, por exemplo, a barita, para aumentar a densidade do fluido e, dessa forma, controlar a pressão no interior do poço (NGUYEN, MISKA e TAKACH, 2009).

Após a cimentação do poço, parte do fluido de perfuração permanece confinado nos anulares entre a formação rochosa e o revestimento. Como, geralmente, a produção nos poços é iniciada após dois a três anos da fase de completação, os sólidos adensantes adicionados ao fluido tendem a sedimentar devido à ação do campo gravitacional (CALÇADA, et al., 2016). Uma vez iniciada a produção, o fluido confinado nos anulares é submetido a um gradiente de temperatura resultante do escoamento de óleo saindo da rocha reservatório para o poço. Esse aumento de temperatura em um fluido confinado a volume constante, proporciona um aumento de pressão no anular. Este fenômeno é conhecido como *Annular Pressure Build – Up* (APB) e pode causar sérios danos nos revestimentos, e até comprometer a integridade do poço (MOE e ERPELTING, 2000; MOYER et al., 2000; VARGO et al., 2003). Uma das técnicas de mitigação dos efeitos do APB consiste em permitir a comunicação do fluido de perfuração da região anular com as rochas adjacentes, permitindo que o fluido possa ser drenado na situação de aumento de pressão no anular. A Figura 1.3 apresenta o esquema dos anulares de um poço com comunicação com as rochas adjacentes.

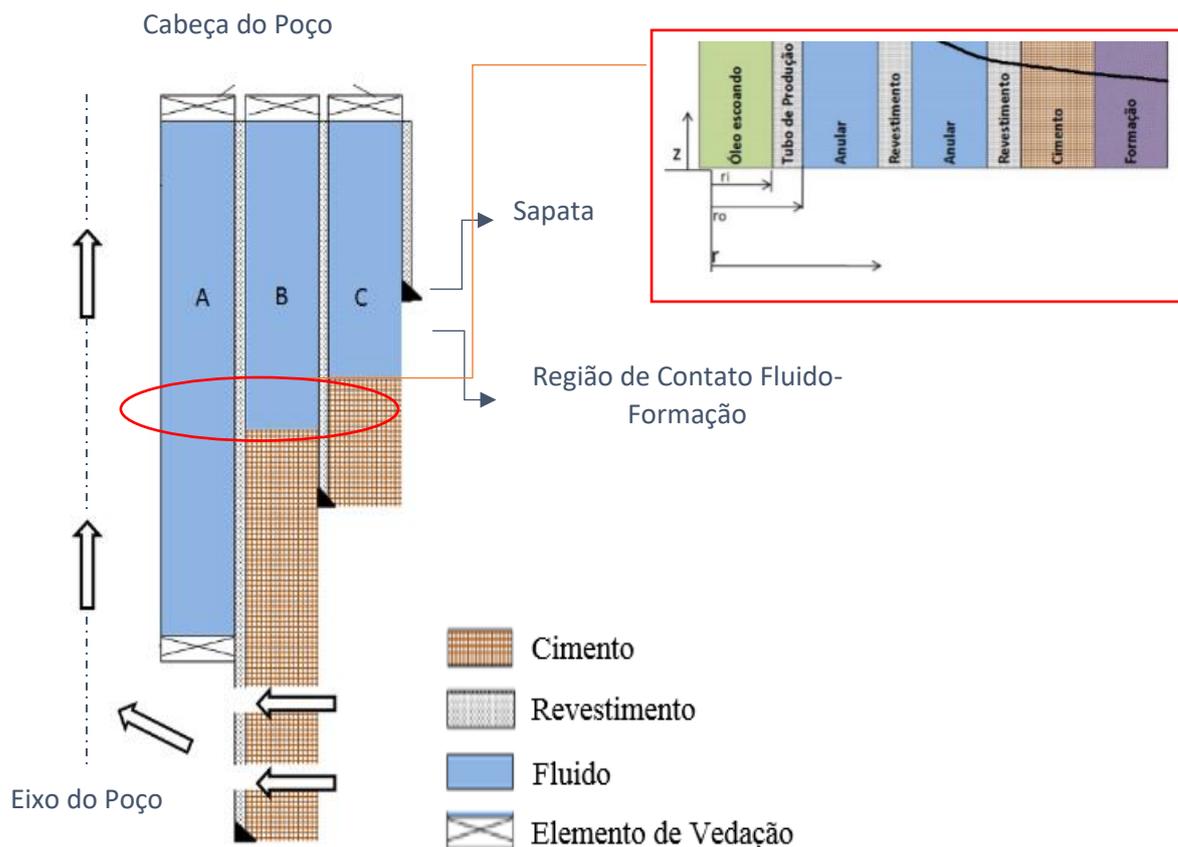


Figura 1.3. Esquema de anulares com sapata aberta (Adaptado de ALCOFRA, 2014).

A Figura 1.3 mostra um esquema de anulares com sapata aberta, que permite a drenagem do fluido para as rochas adjacentes quando há o aumento de pressão. O problema ocorre quando a sedimentação de sólidos adensantes forma uma camada de sólidos de baixa permeabilidade que atua como barreira no fundo do anular, obstruindo parcial ou completamente a área de contato entre o fluido e a formação rochosa. Neste caso a drenagem do fluido de perfuração é impedida, resultando em uma falha dessa estratégia de mitigação (CALÇADA et al., 2016).

1.1 Objetivo

Diante do exposto fica clara a necessidade de estudos sobre a sedimentação de sólidos adensantes em fluidos de perfuração. Neste contexto, o enfoque deste trabalho foi dar continuidade aos estudos realizados no Laboratório de Escoamento de Fluidos Giulio Massarani (LEF) da Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro (UFRRJ), mais precisamente aos estudos realizados Rocha (2018). Desta forma, foram propostos dois modelos de sedimentação com adição do efeito da tensão limite de escoamento e da temperatura do fluido de perfuração, um deles em função da velocidade dos sólidos e outro em função do fluxo de sólidos. Os modelos devem ser capazes de prever a dinâmica de sedimentação em um fluido de perfuração em condições isotérmicas ou não isotérmicas, além de prever a altura e a concentração dos sólidos como uma função do tempo de sedimentação e da posição axial na coluna.

Visando tudo que foi exposto anteriormente, este trabalho tem como objetivo desenvolver um modelo de sedimentação de barita em fluidos de perfuração com tensão limite

de escoamento confinados em anulares em condições não isotérmicas. Os objetivos específicos incluem:

- Avaliar o comportamento reológico de um fluido olefínico em diversas temperaturas;
- Desenvolver um modelo matemático levando em consideração a tensão limite de escoamento e da temperatura;
- Predizer as taxas de sedimentação e a altura de sedimento no anular;
- Predizer os perfis axiais de concentração de sólidos ao longo do tempo;
- Simular o efeito da temperatura na sedimentação;
- Simular o efeito de um perfil de temperatura na sedimentação de um poço real.

1.2 Estrutura da Dissertação

Este trabalho foi dividido em seis capítulos e sua organização textual foi feita da seguinte maneira:

- Capítulo II – apresenta uma revisão bibliográfica sobre fluidos não newtonianos, influência da temperatura na reologia e sedimentação em fluidos newtonianos e não newtonianos.
- Capítulo III – apresenta a metodologia experimental dos ensaios reológicos e de sedimentação.
- Capítulo IV – apresenta uma descrição detalhada dos modelos de sedimentação não-isotérmicos propostos neste trabalho, bem como a técnica numérica empregada na resolução do modelo. Enfoque particular também é dado ao procedimento de estimação de parâmetros.
- Capítulo V – apresenta os resultados obtidos neste trabalho, além de uma discussão sobre eles.
- Capítulo VI – apresenta as principais conclusões acerca dos resultados obtidos, bem como sugestões para trabalhos futuros no referido tema.

CAPÍTULO II

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Resumo: Este capítulo apresenta o estado da arte acerca do tema da sedimentação de sólidos em fluidos não-newtonianos sob ação de campo gravitacional. Inicialmente são apresentados conceitos inerentes à reologia de fluidos não-newtonianos, em especial os que apresentam tensão limite de escoamento, como os fluidos de perfuração. Em seguida, são apresentados os principais trabalhos de caráter teórico e experimental sobre a sedimentação de sólidos em fluidos newtonianos e não-newtonianos.

2.1 Reologia de Fluidos

De acordo com Barnes et al. (1989), a palavra reologia significa “o estudo da deformação e escoamento da matéria”, do grego “rheo”, que significa deformação ou fluxo, e “logos”, ciência ou estudo. Segundo Schwalbert (2013), a reologia inclui o estudo de escoamento em fluidos, além do estudo da elasticidade e plasticidade em sólidos. A partir da análise dos modelos reológicos, essa distinção se torna menos óbvia, uma vez que fluidos também apresentam elasticidade e plasticidade, e sólidos também apresentam escoamento.

Para Machado (2002), o comportamento reológico de um fluido pode ser definido pela relação entre a tensão e a taxa de cisalhamento e, de modo geral, os fluidos podem ser classificados em duas grandes categorias: os fluidos newtonianos e os não newtonianos, conforme ilustrado na Figura 2.1.

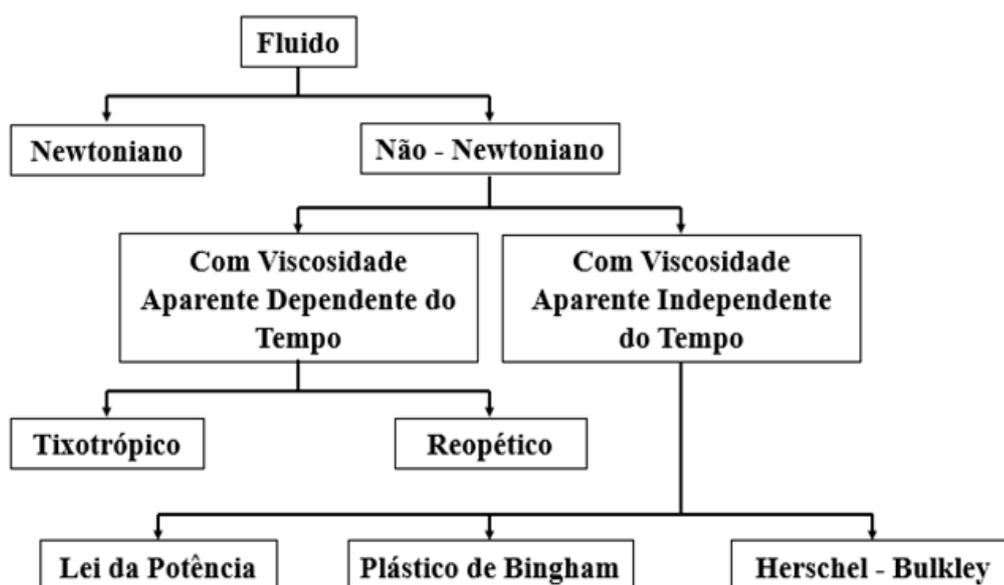


Figura 2.1. Classificação reológica dos fluidos.

2.1.1 Fluidos newtonianos

Um fluido newtoniano é aquele no qual a relação entre a tensão de cisalhamento (τ_{yx}) a taxa de deformação ($\dot{\gamma}_{yx}$) é proporcional, sendo essa constante de proporcionalidade a viscosidade absoluta (μ). A magnitude da taxa de deformação do fluido para uma tensão cisalhante aplicada é estabelecida pela viscosidade do fluido. No caso do escoamento de um fluido confinado entre duas placas paralelas, em que a placa superior é colocada em movimento, devido à ação da força tangencial F , o perfil de velocidade desenvolvido no estado estacionário é linear, conforme ilustrado na Figura 2.2 (CHABRA E RICHARDSON, 2008).

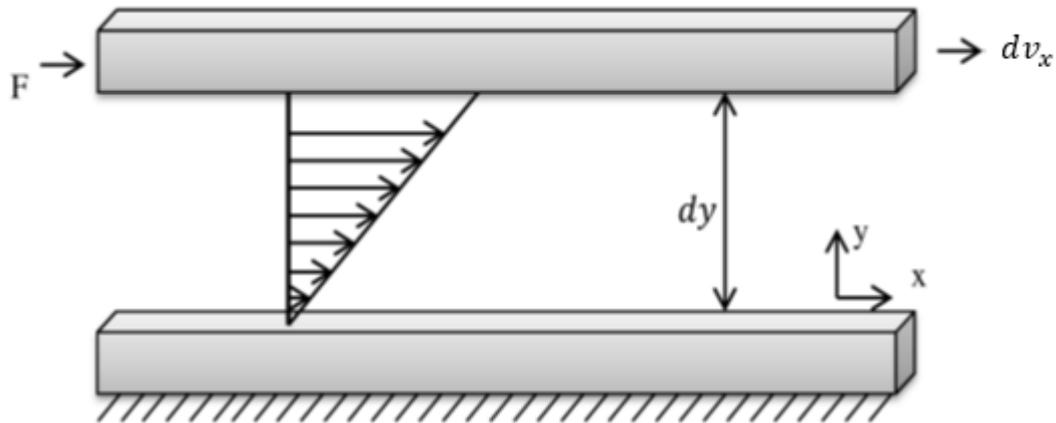


Figura 2.2. Escoamento unidimensional (Adaptado de CHABRA E RICHARDSON, 2008).

Assim, a Lei da Viscosidade de Newton pode ser descrita conforme apresentado na Equação 2.1.

$$\tau_{yx} = \mu \dot{\gamma}_{yx} = \mu \frac{dv_x}{dy}, \quad (2.1)$$

em que v_x , é a velocidade na direção x (dependente da posição y) e y é a posição entre as placas. É importante destacar que para fluidos Newtonianos, a viscosidade não possui dependência funcional com a taxa de deformação (BIRD et al., 2002).

Esse modelo só se aplica para fluidos que obedecem aos critérios de classificação de fluido newtoniano, como água, glicerina, óleo, soluções muito diluídas e de macromoléculas com massa molar inferior a 5000 u.m. (BIRD et al., 2002). Tipicamente, a viscosidade dos fluidos é função de sua composição, da pressão e da temperatura (FOX et al., 2014).

2.1.2 Fluidos não newtonianos

Conforme mencionado, a lei da viscosidade de Newton estabelece a relação mais simples entre tensão de cisalhamento e taxa de deformação no escoamento de fluidos (Equação 2.1). Para outros tipos de fluidos (líquidos poliméricos, emulsões e suspensões concentradas), no entanto, a viscosidade pode ser uma função da taxa de cisalhamento (MACOSKO, 1993).

Estes fluidos, classificados como não newtonianos, apresentam comportamento não-linear das respectivas curvas de escoamento ou exibem uma tensão limite de escoamento (ver seção 2.1.11.1). Nestes casos, a viscosidade aparente ($\eta(\dot{\gamma}_{yx})$), além de ser função da temperatura e da pressão, depende das condições de escoamento ou do histórico cinemático (BIRD et al., 2002). A equação geral que governa o escoamento de fluidos não newtonianos é apresentada na Equação 2.2.

$$\tau_{yx} = \eta(\dot{\gamma}_{yx})\dot{\gamma}_{yx} \quad (2.2)$$

De acordo com Desphande et al. (2010), o comportamento dos fluidos não newtonianos pode ser dividido tradicionalmente nas seguintes categorias:

- Fluidos nos quais a tensão de cisalhamento depende apenas da taxa de deformação. Estes fluidos são conhecidos como fluidos newtonianos generalizados, puramente viscosos, independentes do tempo ou fluidos inelásticos. Esta categoria inclui os fluidos que eventualmente apresentam tensão limite de escoamento;
- Fluidos em que a viscosidade aparente depende do tempo e da história cinemática experimentada pelo fluido. Estes fluidos incluem os denominados fluidos tixotrópicos e reopéticos;
- Fluido viscoelásticos: exibem características de fluidos viscosos e de sólidos elásticos, ou seja, apresentam tanto efeitos de recuperação elástica como dissipação viscosa quando a tensão é removida.

Os comportamentos típicos das curvas de escoamento de fluidos não newtonianos independentes do tempo são apresentados na Figura 2.3.

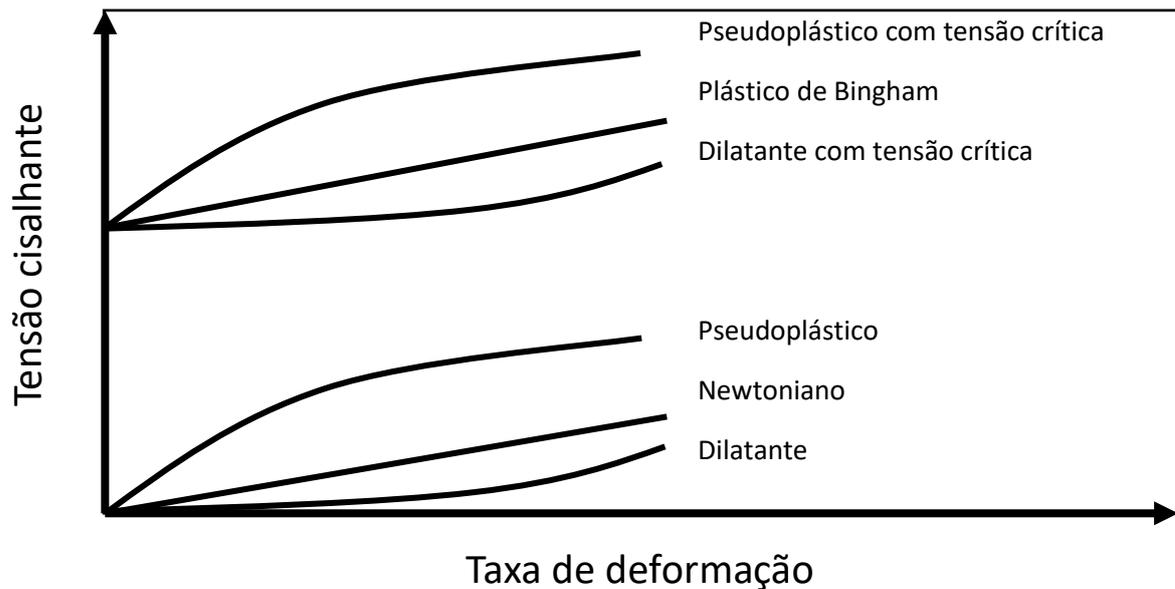


Figura 2.3. Curva reológica de fluidos não newtonianos independentes do tempo (Adaptado de REED, 1995).

A seguir são apresentados os principais modelos reológicos que descrevem o escoamento de fluidos não newtonianos com viscosidade aparente independentes do tempo.

2.1.3 Modelo de potência de Ostwald e de Waele (*Power Law*)

O modelo *power law* é a relação funcional tipicamente empregada para descrever o escoamento dos fluidos dilatantes e pseudoplásticos, nos quais a viscosidade aparente aumenta e diminui, respectivamente, com o aumento da taxa de cisalhamento (SCHWALBERT, 2013). O modelo proposto separadamente por Ostwald (1925) e de Waele (1923) é apresentado na Equação 2.3.

$$\tau_{yx} = [M\dot{\gamma}_{yx}^{n-1}]\dot{\gamma}_{yx} \quad (2.3)$$

em que M é o índice de consistência, e n o índice de comportamento do fluido. Portanto, de acordo com os valores do parâmetro n , pode-se afirmar que:

- Se $n < 1$, tem-se um fluido pseudoplástico, ou seja, sua viscosidade aparente diminui com o aumento da taxa de cisalhamento.
- Se $n > 1$, tem-se um fluido dilatante, ou seja, sua viscosidade aparente aumenta com o aumento da taxa de cisalhamento.
- E ainda, se $n = 1$, a Equação 2.3 se reduz a Equação 2.1, ou seja, o fluido analisado apresenta comportamento newtoniano.

É importante observar que fluidos pseudoplásticos e dilatantes exibem comportamento newtoniano quando são submetidos a taxas de cisalhamento muito baixas ou muito altas.

É mais comum se encontrar na natureza fluidos pseudoplásticos do que fluidos dilatantes. A maior parte das emulsões e dispersões apresentam esse comportamento, bem como fluidos ou soluções poliméricas. Estes últimos podem ser representados de maneira simplificada como pseudoplásticos, embora os modelos viscoelásticos sejam mais adequados para sua representação (SCHWALBERT, 2013).

2.1.4 Modelo de potência condicional de Spriggs

No caso de fluidos pseudoplásticos ($n < 1$), o modelo de potência (conforme apresentado na Equação 2.3) apresenta singularidade quando a taxa de deformação é nula, visto que a viscosidade aparente apresenta um valor infinito nessa situação. Uma maneira de contornar este problema é utilizar o modelo condicional de Spriggs, segundo a Equação 2.4 (BIRD et al., 1987).

$$\begin{aligned} \tau_{yx} &= \eta_0 \dot{\gamma}_{yx} & \text{se } \dot{\gamma}_{yx} \leq \dot{\gamma}_0 \\ \tau_{yx} &= \eta_0 \left(\frac{\dot{\gamma}_{yx}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{n-1} \dot{\gamma}_{yx} & \text{se } \dot{\gamma}_{yx} > \dot{\gamma}_0 \end{aligned} \quad (2.4)$$

em que η_0 é a viscosidade a baixas taxas de deformação onde o comportamento do fluido é newtoniano, e $\dot{\gamma}_0$ é a taxa de cisalhamento onde o comportamento pseudoplástico passa a ser observado.

2.1.5 Modelo de Bingham

Diversos fluidos apresentam comportamento de sólido quando submetidos a uma tensão menor do que um valor limite, e comportamento de fluido quando essa tensão é ultrapassada. Essa tensão limite para que o fluido comece a escoar é a chamada tensão limite de escoamento (τ_0). Os fluidos com tais características são denominados visco-plásticos (SCHWALBERT, 2013). Bingham (1922) propôs o primeiro modelo para esse tipo de comportamento:

$$\begin{aligned} \tau_{yx} &= \tau_0 + \eta_p \dot{\gamma}_{yx} \\ \eta(\dot{\gamma}_{yx}) &= \eta_p + \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}_{yx}} \quad \text{se } |\tau_{yx}| \geq \tau_0 \end{aligned} \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_{yx} &= 0 \\ \boldsymbol{\tau} &= \mathbf{G} : \boldsymbol{\gamma} \quad \text{se } |\tau_{yx}| < \tau_0 \\ \eta_0 &= \infty \end{aligned}$$

em que η_p é a viscosidade plástica, e \mathbf{G} um tensor de quarta ordem com os coeficientes que trazem o módulo elástico e o coeficiente de Poisson (parâmetros da Lei de Hooke), e $\boldsymbol{\gamma}$ é o tensor deformação expresso pela seguinte equação:

$$\boldsymbol{\gamma} = \nabla \boldsymbol{\delta} + (\nabla \boldsymbol{\delta})^T \tag{2.6}$$

em que $\boldsymbol{\delta}$ é o vetor deslocamento relativo dos pontos materiais, que é o deslocamento de cada ponto em relação à posição inicial, quando não havia aplicação de tensão (SCHWALBERT, 2013).

Na mecânica de fluidos geralmente despreza-se a Lei de Hooke e se considera que a deformação sofrida pelo fluido, quando a tensão é menor do que a tensão limite de escoamento, é nula. Essa simplificação é possível uma vez que as deformações ocorridas antes da tensão limite são desprezíveis em relação as sofridas durante o escoamento.

2.1.6 Modelo de Herschel-Bulkley

De modo similar aos fluidos de Bingham, os fluidos de Herschel-Bulkley também se comportam como sólidos abaixo de uma tensão crítica, iniciando o escoamento quando a tensão aplicada é superior a tensão limite de escoamento (τ_0). Neste momento, estes fluidos passam apresentar características semelhantes aos fluidos pseudoplásticos ou dilatantes, em que a viscosidade depende da taxa de deformação aplicada (CAENN et al., 2017). O modelo de Herschel-Bulkley é apresentado na Equação 2.7.

$$\begin{aligned}
\tau_{yx} &= \tau_0 + M\dot{\gamma}_{yx}^n \\
\eta(\dot{\gamma}_{yx}) &= \frac{\tau_0 + M\dot{\gamma}_{yx}^n}{\dot{\gamma}_{yx}} \quad \text{se } |\tau_{yx}| \geq \tau_0 \\
\dot{\gamma}_{yx} &= 0 \\
\boldsymbol{\tau} &= \mathbf{G}:\boldsymbol{\gamma} \quad \text{se } |\tau_{yx}| < \tau_0 \\
\eta_0 &= \infty
\end{aligned} \tag{2.7}$$

em que M e n são o índice de consistência e o índice de comportamento, respectivamente (similares aos do modelo *power law*), e τ_0 é a tensão limite de escoamento (similar ao modelo de Bingham).

É importante ressaltar que apesar de grande parte dos estudos na área utilizarem o modelo *power law* para descrever o comportamento reológico dos fluidos de perfuração, tais fluidos tipicamente apresentam tensão limite de escoamento. Portanto, o modelo Herschel-Bulkley é mais adequado para fins de ajuste das curvas de escoamento em regime permanente (DA SILVA, 2017).

2.1.7 Modelos de Herschel-Bulkley modificados

Devido à descontinuidade dos modelos de Bingham e de Herschel-Bulkley em $|\tau_{yx}| = \tau_0$ (ou $\dot{\gamma}_{yx} = 0$), em que estes modelos predizem viscosidade aparente infinita que, apesar de descrever o comportamento real dos fluidos, acaba gerando problemas numéricos na simulação de escoamentos próximos a esta singularidade (SCHWALBERT, 2013).

Uma das estratégias para contornar esse problema é utilizar um modelo condicional semelhante ao de Spriggs, onde o comportamento do fluido é alterado, de forma também descontínua para baixas taxas de cisalhamento, de modo a evitar a viscosidade infinita. Outra estratégia é utilizar o modelo modificado de Herschel-Bulkley proposto por Papanastasiou (1987), em que a singularidade quando a taxa de deformação é nula é substituída por uma função de regularização (contínua), conforme apresentado na Equação 2.8 (SCHWALBERT, 2013):

$$\tau_{yx} = \frac{\left[\left(1 - \exp(-a\dot{\gamma}_{yx}) \right) \tau_0 + M\dot{\gamma}_{yx}^n \right]}{\dot{\gamma}_{yx}} \dot{\gamma}_{yx} \tag{2.8}$$

em que a é um parâmetro de regularização.

Uma das desvantagens desse modelo é a predição de viscosidade infinita quando a taxa é zero. Visando contornar esse problema, De Souza Mendes e Dutra (2004) fizeram algumas modificações e propuseram o modelo a seguir:

$$\tau_{yx} = \left[1 - \exp\left(\frac{-\eta_0 \dot{\gamma}_{yx}}{\tau_0}\right) \right] \left(\frac{\tau_0 + M \dot{\gamma}_{yx}^n}{\dot{\gamma}_{yx}} \right) \dot{\gamma}_{yx} \quad (2.9)$$

em que M , n e τ_0 são os mesmos parâmetros do modelo Herschel-Bulkley, e η_0 é a viscosidade aparente quando a taxa de deformação tende a zero. Vale ressaltar que este modelo não apresenta descontinuidades, porém distorce o comportamento visco-plástico, pois não prevê uma tensão limite de escoamento real.

2.1.8 Tixotropia

Existe uma classe de fluidos nos quais a viscosidade aparente também é função do tempo de cisalhamento. Estes fluidos podem ser classificados em duas categorias: tixotrópicos ou reopéticos.

Fluidos tixotrópicos são os fluidos nos quais a viscosidade aparente diminui com o aumento do tempo, enquanto os fluidos reopéticos são aqueles que apresentam comportamento oposto (FOX et al., 2014).

A partir da curva de escoamento em regime permanente de um fluido tixotrópico (Figura 2.4), observa-se que as tensões de cisalhamento em patamares crescentes de taxa de deformação não correspondem com os valores obtidos quando experimentos em patamares decrescentes de taxa de deformação são realizados. Portanto, as curvas não se sobrepõem e a área entre estas representa a histerese do fluido, que está relacionada com a energia necessária para romper a estrutura gel do fluido (MACHADO, 2002).

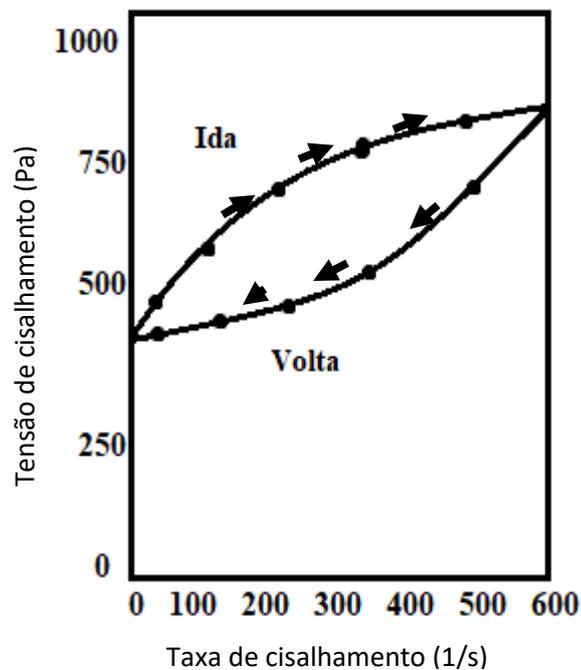


Figura 2.4. Representação de um fluido tixotrópico (Adaptado de SCHRAMM, 2000).

Apesar da tixotropia e a viscoelasticidade serem fenômenos distintos, os modelos viscoelásticos podem ser utilizados para descrever o comportamento tixotrópico, uma vez que estabelecem que a tensão de cisalhamento é uma função do tempo (SCHWALBERT, 2013).

2.1.9 Viscoelasticidade

Fluidos viscoelásticos são aqueles que, uma vez removida a tensão de cisalhamento, não retornam completamente ao estado inicial e nem permanecem totalmente em seu estado de deformação, ou seja, apresentam comportamento elástico e viscoso simultaneamente. Em alguns fluidos poliméricos, por exemplo, devido à presença de uma memória elástica, a deformação decresce exponencialmente ao longo do tempo, quando a tensão é removida (SCHWALBERT, 2013).

Uma das maneiras de modelar o comportamento de fluidos viscoelásticos consiste em considerar um sistema de mola e pistão (Figura 2.5), onde o primeiro representa o comportamento de um sólido completamente elástico, enquanto o segundo representa o comportamento de um fluido puramente viscoso, modelado pela Lei da viscosidade de Newton (Equação 2.1).



Figura 2.5. Fluido viscoelástico, esquema mola pistão em série (Adaptado de SCHRAMM, 2000).

A lei de Hooke (HOOKE, 1678), já apresentada anteriormente na forma vetorial, representa o comportamento elástico:

$$\tau_{yx} = G\gamma \quad (2.10)$$

em que G representa um escalar, ou seja, apenas um coeficiente de proporcionalidade tensão-deformação está sendo considerado para todas as direções.

O modelo viscoelástico mais simples é justamente o que foi apresentado na Figura 2.5, onde existe apenas um arranjo mola pistão em série e é conhecido como modelo viscoelástico linear de Maxwell (MAXWELL, 1867):

$$\tau_{yx} + \frac{\eta_0}{G} \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial t} = \eta_0 \dot{\gamma}_{yx} \quad (2.11)$$

Observa-se que a Equação 2.11 apresenta como casos particulares a Lei de Hooke, quando a viscosidade é infinita, e a Lei de Newton, para escoamentos em regime permanente. Além disso, nota-se que a razão $\frac{\mu}{G}$ tem unidade de tempo, sendo geralmente representada por λ e denominada de tempo de relaxação, ou seja, o tempo necessário para relaxação das estruturas do fluido (SCHWALBERT, 2013).

Apesar de ser uma boa representação de fluidos viscoelásticos, o modelo de Maxwell apresenta algumas limitações, uma delas ocorre devido a utilização da lei de Hooke e de Newton que relacionam linearmente γ e $\dot{\gamma}_{yx}$ à tensão. Portanto, este modelo não descreve adequadamente a região de viscoelasticidade não-linear. Outro ponto, é que a lei de Hooke só é válida para deformações infinitesimais e, portanto, o modelo de Maxwell também apresenta esta característica (BIRD et al., 1987, 2002). Além disso, a constante de elasticidade G foi considerada apenas como escalar, ou seja, relações cruzadas pelo efeito de Poisson são desprezadas.

Existem diversos modelos viscoelásticos não lineares, que apesar da descrição mais apropriada das características elásticas e viscosas dos fluidos, acabam apresentando um maior custo computacional na simulação do escoamento (SCHWALBERT, 2013).

2.1.10 Modelos não isotérmicos

É de amplo conhecimento que a temperatura afeta as características dos fluidos, em especial sua reologia. A viscosidade dos fluidos tipicamente diminui com o aumento da temperatura. Conforme Barnes (2000), este fenômeno está associado ao aumento do movimento Browniano das moléculas.

Com o intuito de incluir o efeito da temperatura em modelos reológicos, Ferry (1980) sugeriu o uso de um fator de correção (a_T), a partir de uma equação do “tipo Arrhenius”, conforme apresentada na Equação 2.12:

$$a_T = \frac{\Delta\tilde{H}}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \quad (2.12)$$

em que, T_{ref} é a temperatura de referência, R é a constante dos gases e $\Delta\tilde{H}$ é um parâmetro ajustável do modelo, denominado “energia de ativação ao escoamento”. Bird et al. (1987), por sua vez, propuseram outro modelo para o fator de correção, conhecido como equação WLF que é apresentada a seguir:

$$a_T = \frac{-c_1 (T - T_{ref})}{c_2 + (T - T_{ref})} \quad (2.13)$$

em que c_1 e c_2 são parâmetros do modelo, ajustáveis experimentalmente.

Bird et al. (2002) sugeriram que a equação WLF é mais adequada para suspensões poliméricas com elevada massa molar e temperaturas entre a de transição vítrea do polímero (T_g) e 100 K acima desta, enquanto a equação “tipo Arrhenius” é mais apropriada para soluções

poliméricas com baixas massas molares em temperaturas acima de 100 K a partir da T_g , bem como emulsões e suspensões, como os fluidos de perfuração.

2.1.11 Reologia de fluidos de perfuração

De acordo com Fernandes (2016) fluidos de perfuração são fluidos estruturados. Fluidos estruturados são aqueles fluidos que quando submetidos a cisalhamento, apresentam uma transição entre um estado predominantemente elástico e um estado predominantemente viscoso (STOKES e TELFORD, 2004). Tradicionalmente esta transição está relacionada a uma tensão de cisalhamento mínima que deve ser imposta ao fluido para que se inicie o escoamento, esta tensão é denominada tensão limite de escoamento (FERNANDES, 2016).

É interessante observar que a tensão limite de escoamento é um dos possíveis critérios de escoamento, porém no instante da quebra de estrutura o material apresenta também um nível crítico de deformação (FERNANDES, 2016). O presente trabalho utiliza a abordagem da tensão limite de escoamento, sendo assim, a revisão aqui apresentada irá se concentrar nesse caso.

Outro ponto importante de se observar é que a quebra da estrutura desses materiais é acompanhada pela transição entre os regimes viscoelásticos linear e não linear (FERNANDES, 2016).

2.1.11.1 Tensão Limite de Escoamento

A tensão limite de escoamento é o critério mais adotado na literatura, sendo assim uma breve revisão sobre este tema será apresentada nesta seção.

Bingham (1922) observou que as curvas de escoamento de argilas não eram iguais as dos fluidos Newtonianos, pois só começavam a escoar depois de atingir um valor crítico de tensão, propôs então um parâmetro adicional para a equação desses materiais, a tensão limite de escoamento (τ_0).

Em 1938, Houwink definiu a tensão limite de escoamento como a tensão na qual começam a se observar deformações não elásticas. Esta foi a primeira vez que o estado de rigidez do material antes de se começar o escoamento foi associado a elasticidade.

Andrade (1947) descreve o escoamento como “qualquer tipo de deformação que aumente com o tempo sob aplicação de tensão”. Ou seja, o autor assume que os materiais se deformam de forma irreversível mesmo abaixo da tensão limite de escoamento.

Já Sherman (1970) define duas tensões limite de escoamento. A “tensão limite de escoamento extrapolada” é a tensão atingida pela extrapolação da curva de escoamento no limite de taxas de cisalhamento nulas. Enquanto a “tensão limite de escoamento superior” é o valor da tensão no qual um escoamento se inicia.

Em 1985, Barnes e Walters afirmaram que nenhum material apresenta tensão limite de escoamento. Sendo o escoamento, definido pelos autores, uma transição entre dois regimes viscosos, um com viscosidade finita, porém muito alta a baixas taxas, e outro com viscosidade baixa a altas taxas.

Hartnett e Hu (1989) defenderam, no entanto, que a tensão limite de escoamento deve ser considerada como uma realidade da engenharia, já Schurz (1990), como uma realidade empírica e Astarita (1990) que a tensão limite de escoamento deve ser levada em consideração devido a escala de tempo dos experimentos.

Em 1992, Evans afirmou que a definição de Barnes e Walters (1985) para tensão limite de escoamento impossibilita a possibilidade de provar a existência da mesma. Uma vez que caso a tensão limite de escoamento realmente exista, seria necessário um intervalo de tempo infinito para mostrar que a variação da taxa de cisalhamento tenderia a zero para qualquer nível de tensão imposta abaixo da tensão limite de escoamento.

Posteriormente, em 1999, Barnes apresentou uma revisão detalhada sobre a evolução histórica do conceito de tensão limite de escoamento, com objetivo de mostrar que nenhum material apresenta tensão limite de escoamento considerando experimentos com controle de taxas de deformação o que corroborava com a abordagem de Barnes e Walters (1985).

Coussot et al. (2002) defenderam a existência da tensão limite de escoamento. Os autores utilizaram uma maneira alternativa de medição, controlando a tensão, utilizaram teste de fluência onde era possível se observar uma bifurcação de viscosidade. Para tensões acima da tensão limite de escoamento os materiais com tensão limite de escoamento apresentavam viscosidades finitas, enquanto a tensões abaixo os mesmos materiais apresentavam viscosidades infinitas. Ou seja, abaixo da tensão limite de escoamento o material estruturado se comporta predominantemente como sólido elástico, e acima da tensão limite de escoamento predominantemente como fluido viscoso.

Em 2009, Møller et al. apresentaram evidências experimentais que corroboravam com as considerações de Coussot et al. (2002), pois mostravam que a viscosidade de materiais com tensão limite de escoamento aumentam indefinidamente com o tempo de aplicação da taxa de cisalhamento, o que indicava a existência da tensão limite de escoamento.

O ponto de vista mais aceito atualmente na literatura é o apresentado por Coussot et al. (2002) e posteriormente corroborado por Møller et al. (2009) de que a tensão limite de escoamento de fato existe e é uma característica de fluidos estruturados (FERNANDES, 2016).

2.1.11.2 Fenômenos de quebra de gel: regiões de viscoelasticidade linear e não linear

Existem algumas discordâncias na literatura sobre a relação da transição entre viscoelasticidade linear e não linear e o escoamento de materiais com tensão limite de escoamento. Alguns autores consideram que a transição entre as viscoelasticidades indica o início do escoamento, como por exemplo: Mason et al. (1996) indicou este comportamento na análise de emulsões, Walls et al. (2003) em géis colidais, Marze et al. (2009) em espumas, e Souza Mendes et al. (2014) em gel de cabelo. No entanto, outros autores consideram que as não linearidade não indicam o escoamento necessariamente. De acordo com eles, isso pode ser uma característica do material, ou seja, o material também pode apresentar não linearidade abaixo da tensão limite de escoamento. Como é o caso de Jager-Lézer et al. (1998) que estudou este comportamento em emulsões, Derec et al. (1999) em soluções concentradas e Lexis e Willenbacher (2014a) em espumas.

Existem ainda outras abordagens, como por exemplo a de Whittle e Dickinson (1998), onde são definidas duas tensões limites de escoamento a partir de métodos numéricos. A primeira, é a tensão limite de escoamento estática, que define a transição entre os regimes elástico e viscoelástico. A segunda, é a tensão limite de escoamento dinâmica, que é a tensão que marca a transição entre os regimes de deformação viscoelástica e viscosa. Os autores também afirmam que alguns comportamentos não lineares ocorrem antes da quebra da estrutura do material, ou seja, antes do escoamento.

Em contra partida, Lexis e Willenbacher (2014b) argumentam que não é possível afirmar com absoluta certeza que o início da região de viscoelasticidade não linear sempre corresponde à tensão limite de escoamento. Assim, entende-se que a tensão na qual aparece a região de viscoelasticidade não linear marca o início do escoamento, mas não necessariamente tem os mesmos valores tradicionalmente associados à tensão limite de escoamento.

2.1.11.3 Reometria

Para levantar o valor da tensão limite de escoamento é necessário empregar algum dos testes típicos de reometria, a seguir serão apresentados os principais.

2.1.11.3.1 Curva de escoamento

A curva de escoamento é uma das formas mais tradicionais de se determinar a tensão limite de escoamento. Este método consiste em variar a taxa de deformação em uma série de patamares, sempre esperando tempo suficiente para que a tensão de cisalhamento entre em regime permanente (FERNANDES, 2016).

Um ponto negativo deste tipo de teste que sua precisão depende da menor taxa de cisalhamento que o equipamento pode atingir (BARNES e WALTERS, 1985). Outro problema, pode ocorrer devido ao fato de as baixas taxas de cisalhamento estarem sujeitas a ocorrência de deslizamento nas paredes da geometria utilizada (BALLESTA et al., 2012), além de efeitos tixotrópicos, uma vez que é necessário grandes períodos de tempo para que a tensão entre em regime permanente em baixas taxas de cisalhamento (BONN et al., 2015).

2.1.11.3.2 Reinício de escoamento

No teste de reinício de escoamento, ou patamares de taxas de deformação, são aplicadas taxas de deformação constantes ao material. Assim, nestes testes, a deformação é aumentada linearmente com o decorrer do tempo. Um aumento também linear na tensão de cisalhamento indica um comportamento predominantemente elástico (FERNANDES, 2016).

A tensão de cisalhamento na qual o material deixa o regime linear em experimentos de reinício de escoamento pode ser compreendida como uma medida da tensão limite de escoamento, uma vez que define a transição entre o regime majoritariamente elástico e o regime no qual o comportamento viscoso passa a ser considerável (BONN, et al., 2015). Após passar desse ponto a tensão de cisalhamento atinge um valor máximo, e passa a decair ao longo do tempo, sendo esse ponto uma representação da desestruturação do material estruturado. Alguns autores preferem adotar esse pico de tensões como a tensão limite de escoamento, como por exemplo, Barnes e Nguyen (2001) e Varnik et al., (2003). De acordo com Nguyen e Borger (1983) a intensidade do pico de tensão nesse tipo de teste depende do valor da taxa de cisalhamento imposta. Figura 2.6 apresenta as duas formas de identificação da tensão limite de escoamento.

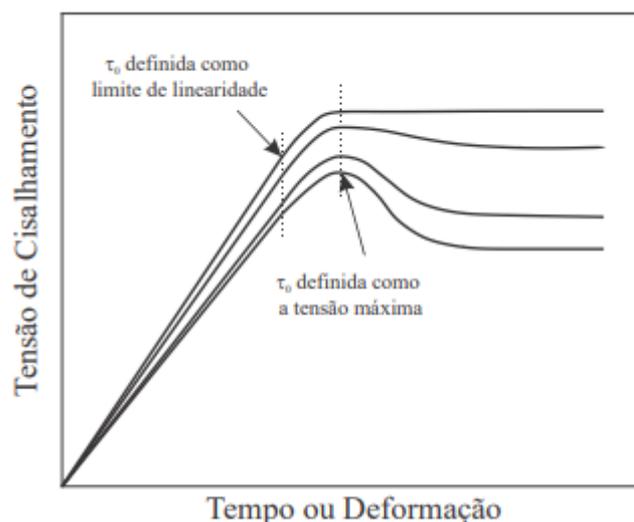


Figura 2.6. Identificação da tensão limite de escoamento (Adaptado de BARNES E NGUYEN, 2001).

O ponto máximo de tensões é mais utilizado do que o limite de linearidades para estimar a tensão limite de escoamento, porém mesmo essa abordagem possui limitações, uma vez que a medição desse ponto nesse tipo de teste também depende do histórico de cisalhamento do fluido, caso o material seja dependente do tempo. Sendo assim, a medição da tensão limite de escoamento por esse teste é uma tarefa bastante complexa, já que o valor da tensão máxima é um valor transiente dependente da intensidade da taxa de cisalhamento e do histórico de deformação do fluido (BONN et al., 2015).

2.1.11.3.3 Teste de fluência

O teste de fluência, ou *creep*, consiste em impor patamares de tensões constantes durante um intervalo de tempo pré-determinado enquanto monitora-se a resposta do material. Dois casos de deformação devem ser destacados: o primeiro é quando o material se deforma de maneira predominantemente viscosa, tendendo a uma taxa de cisalhamento finita e não nula em regime permanente quando são impostas tensões maiores do que a tensão limite de escoamento, o segundo é quando o material se comporta como um sólido elástico, com a deformação tendendo a um valor finito e a taxa de cisalhamento tendendo a zero em regimes permanentes quando são impostas tensões menores do que a tensão limite de escoamento (FERNANDES, 2016).

Este teste gera a bifurcação de viscosidades, uma vez que a viscosidade tende a valores finitos quando são impostas tensões acima da tensão limite de escoamento, e tende a valores infinitos quando são impostas tensões menores do que a tensão limite de escoamento (COUSSOT et al., 2002). Segundo Møller et al. (2006) essa bifurcação de viscosidades define a tensão limite de escoamento do material uma vez que separa dois regimes distintos, um predominantemente elástico e outro predominantemente viscoso.

Apesar de sua importância este teste também apresenta alguns pontos negativos, um deles é que é necessária uma grande quantidade de testes para determinar a tensão limite de escoamento, uma vez que cada experimento apenas decreta se o material se comporta predominantemente como sólido ou fluido para tensão analisada. Além disso, o teste de fluência

também é muito dependente da escala de tempo em testes com materiais tixotrópicos (BONN et al., 2015).

2.1.11.3.4 Teste de recuperação

Outra forma de se avaliar a tensão limite de escoamento é pelo teste de recuperação. Este teste consiste em submeter o material a um incremento gradual, seja de patamares de deformações ou incremento de tensões de cisalhamento constantes. Entre incrementos consecutivos etapas de tensões nulas são impostas durante longos períodos, de modo que o material possa se recuperar e voltar a posição anterior do carregamento imposto (FERNANDES, 2016). De acordo com Nguyen e Borger (1992) materiais estruturados se comportam como sólidos elásticos quando submetidos a tensões menores do que a tensão limite de escoamento, e se recuperam completamente das deformações quando a tensão é retirada voltando assim a sua forma inicial. Uma rápida recuperação indica um alto nível de elasticidade, enquanto a ausência de recuperação indica que o material é predominantemente viscoso (EDALI et al., 2001). Sendo assim, é possível determinar a tensão limite de escoamento como o ponto no qual a deformação do material deixa de ser completamente reversível. A Figura 2.7 exemplifica esse comportamento, estando a tensão limite de escoamento entre τ_2 e τ_3 , onde a o material não consegue mais retornar ao estado inicial quando a aplicação de tensão é cessada.

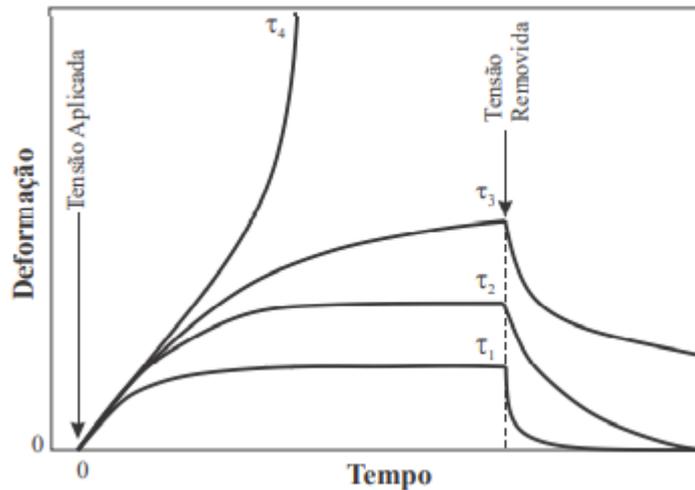


Figura 2.7. Resposta de experimentos de recuperação (Adaptado de NGUYEN e BOGER, 1992).

2.2 Fundamentos da Sedimentação

Um dos primeiros trabalhos envolvendo sedimentação em sistemas de batelada foi apresentado por Coe e Clevenger (1916), no qual a sedimentação de suspensões flocculadas de vasta distribuição de tamanhos de partículas foi investigada. Constatou-se que em suspensões homogêneas, a sedimentação apresenta as seguintes características:

- As partículas sedimentam a uma velocidade constante, sendo sempre depositadas na base da coluna e formando uma camada de partículas dispersas.
- As partículas depositadas começam a se compactar devido ao próprio peso dos sedimentos e, com isso, provocam um fluxo de líquido ascendente através dos canais formados entre os sólidos.

- Esse processo de sedimentação é estendido até a zona de líquido clarificado, na qual a concentração de sólidos é zero.

Com essas observações, foi possível identificar quatro zonas de sedimentação: uma zona de clarificado A, onde a concentração de sólidos é igual a zero; uma zona de concentração constante B, onde a taxa de sedimentação é constante; uma zona de transição com concentrações variáveis C e; uma zona de compressão ou compactação, D. Estas regiões são indicadas na Figura 2.8.

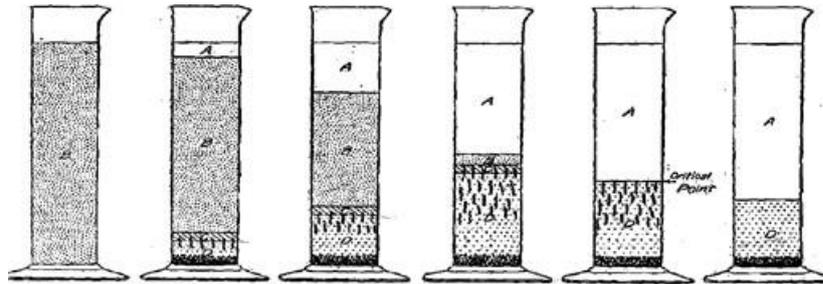


Figura 2.8. Ensaio de sedimentação em batelada (COE e CLEVENGER, 1916).

Além disso, foi possível desenvolver um método para determinar a capacidade de sedimentadores contínuos. Sendo assim, a única exigência para o espessamento das suspensões analisadas seria fornecer tempo suficiente para que todo o líquido escoasse pelos canais entre os sedimentos até a zona de clarificado. Com isso, os autores propuseram uma expressão para determinar a velocidade superficial de sólidos alimentados (q_{0s}):

$$q_{0s} = \frac{v_{s0}}{\frac{1}{\varepsilon_{s0}} - \frac{1}{\varepsilon_{su}}} \quad (2.14)$$

em que, v_{s0} é a velocidade inicial de sedimentação, ε_{s0} é a concentração inicial e ε_{su} é a concentração da lama.

Posteriormente, Comings (1940) constatou que a teoria de Coe e Clevenger (1916) somente era válida para suspensões de sólidos incompressíveis ($\rho_s = \text{constante}$). Nesse caso, a estrutura de sólidos formada na base da coluna é rígida o suficiente para não sofrer alterações com o aumento da altura de sedimentos depositada. Portanto, a espessura da zona compressão quase não possui efeito na concentração máxima de sólidos, que se mantém constante na região. No entanto, para o caso de sólidos compressíveis a altura de sedimentos influencia diretamente a concentração máxima de sólidos na região de compressão, ou seja, quanto mais espessa a camada de compactação, maior é a concentração máxima. Este comportamento é observado tanto para os testes em batelada, quanto para os de sedimentação em sistemas contínuos.

Kynch (1952) apresentou o primeiro modelo para sedimentação, com caráter puramente cinemático, baseado apenas no balanço de massa para a fase sólida. Para esta finalidade, Kynch (1952) utilizou a equação da continuidade para a fase sólida e descreveu o fenômeno de sedimentação como um fenômeno de propagação de ondas, onde a interface descendente é monitorada.

Para elaboração de seu modelo, Kynch (1952) adotou algumas hipóteses:

- A sedimentação é preferencialmente um fenômeno unidimensional;
- Existe um aumento da concentração com o tempo em direção à base da coluna;
- A velocidade de deposição da fase sólida tende a zero quando a concentração de sólidos na suspensão tende à máxima;
- A velocidade de sedimentação depende apenas da concentração local de sólidos;
- Os efeitos das paredes são desprezíveis;
- As fases envolvidas são meios contínuos.

Portanto, a equação da continuidade estabelece que a velocidade superficial (q_s) é definido pela seguinte equação:

$$q_s = \varepsilon_s v_s \quad (2.15)$$

em que ε_s é a concentração de sólidos e v_s é a velocidade intersticial de deposição dos sólidos.

Kynch (1952) constatou que o aumento da concentração da suspensão propicia uma diminuição da velocidade de sedimentação das partículas. Além disso, o autor descreveu a sedimentação como um fenômeno no qual a concentração de sólidos varia continuamente com o tempo e, portanto, a velocidade de deposição das partículas varia com a posição ao longo da coluna. Portanto, a equação da continuidade para a fase sólida, válida para o domínio $0 \leq z \leq L$, $t \geq 0$, é descrita como:

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} + \frac{\partial q_s}{\partial z} = 0 \quad (2.16)$$

mas como: $\varepsilon_s = \varepsilon_s(z, t)$, $v_s = v_s(\varepsilon_s)$ e $q_s = q_s(\varepsilon_s)$, então:

$$\frac{\partial q_s}{\partial z} = \frac{\partial q_s}{\partial \varepsilon_s} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} + V(\varepsilon_s) \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} = 0 \quad (2.18)$$

em que,

$$V(\varepsilon_s) = \frac{\partial q_s}{\partial \varepsilon_s} \quad (2.19)$$

As condições iniciais e de contorno não são explicitamente definidas no trabalho original, porém podem ser deduzidas sem grande esforço:

$$\varepsilon_s(t = 0, z) = \varepsilon_{s0} \text{ e } \varepsilon_s(t > 0, z = 0) = \varepsilon_{sm} \quad (2.20)$$

em que, z é a posição medida a partir da base da coluna, ε_s é a concentração volumétrica de sólidos, ε_{s0} é a concentração inicial de sólidos, ε_{sm} é a concentração máxima de sólidos e $V(\varepsilon_s)$ é a velocidade de ascensão de ondas de mesma concentração ou equi-concentração.

Este modelo possui caráter hiperbólico por não considerar os efeitos inerciais, a força de interação entre as fases sólido e fluido, bem como os efeitos gravitacionais previstos pela equação do movimento. Além disso, é possível verificar a presença de ondas de equi-concentração que se deslocam em um movimento ascendente. O modelo, no entanto, não é válido para suspensões de sólidos compressíveis e descreve matematicamente apenas o decaimento da interface superior. No que diz respeito ao movimento ascendente da interface inferior, torna-se necessário a realização de análises empíricas.

A Figura 2.9 apresenta uma curva típica de sedimentação, na qual a posição da interface descendente com o tempo é dada pela seguinte equação:

$$\frac{dx}{dt} = -v(\varepsilon_s) \quad (2.21)$$

A partir da Figura 2.9, o autor observou a presença de quatro regiões: região AOB, onde a concentração é constante e igual a inicial; a região BOC, onde a concentração varia (presença de retas de equi-concentração com inclinação variável); a região abaixo da curva OCD, onde a concentração é a máxima possível, e a região acima da curva ACD, onde a concentração se aproxima de zero.

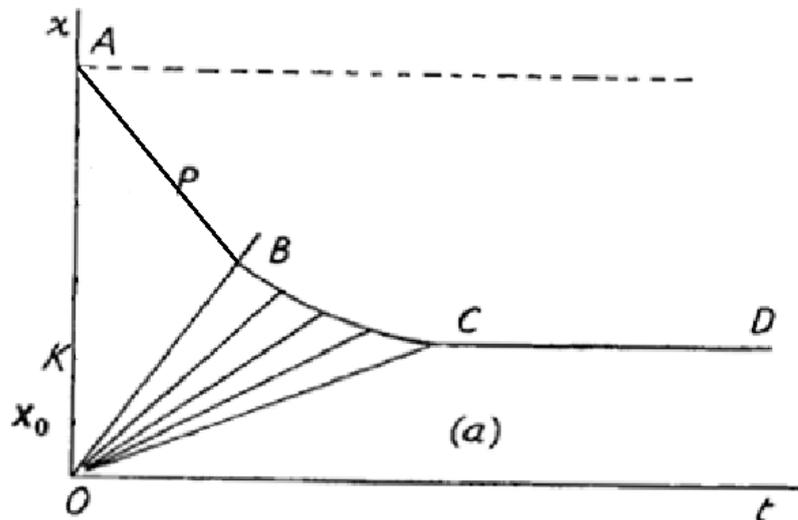


Figura 2.9. Previsão do modelo, onde é possível observar as curvas de equi-concentração.

Observando o gráfico apresentado na Figura 2.9 podem-se definir quatro regiões de sedimentação:

- Região de líquido clarificado: região onde a concentração de sólidos é zero ($\varepsilon_s = 0$);

- Região de sedimentação livre: região onde a concentração de sólidos é constante e igual à da suspensão inicial ($\varepsilon_s = \varepsilon_{s0}$). Nesta região, a velocidade de sedimentação é constante ($v_s = v_{s0}$);
- Região de transição: região em que a concentração de sólidos varia entre a inicial e a máxima. A velocidade de sedimentação decresce desde a inicial até um valor nulo.
- Região de formação de sedimento: região onde a concentração de sólidos é máxima e a velocidade de sedimentação é nula.

Na Figura 2.10 é apresentada uma comparação com as regiões propostas por Cloe e Clevenger (1916).

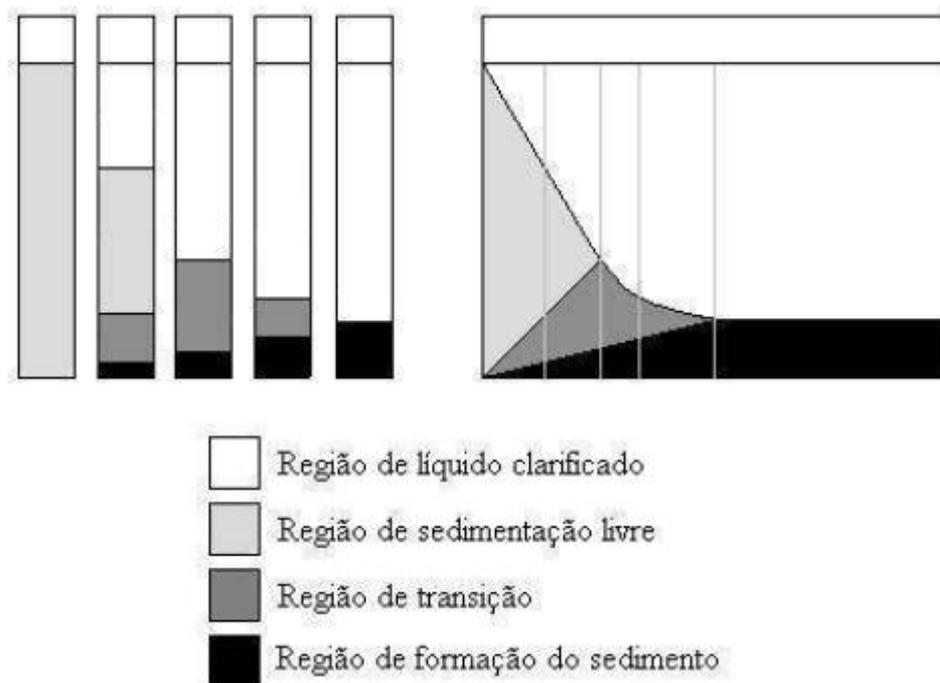


Figura 2.10. Esquema da sedimentação e regiões formadas (AROUCA, 2007).

Richardson e Zaki (1954) estudaram o efeito da concentração de sólidos na taxa de sedimentação das partículas em processos do tipo batelada e na fluidização sólido-líquido. Foi sugerido que, sob condições viscosas, a velocidade de sedimentação (v_s) em relação à velocidade terminal de uma partícula (v_∞) depende apenas da concentração de sólidos (ε_s), conforme apresentado na Equação 2.22:

$$\frac{v_s}{v_\infty} = - (1 - \varepsilon_s)^{4,7} \quad (2.22)$$

Talmage e Fitch (1955) desenvolveram uma forma para o cálculo da área de sedimentadores contínuos que utiliza um procedimento gráfico e ensaios em batelada com

objetivo de comparar os métodos de Cloe e Clevenger (1916) e Kynch (1952). Com os testes foi demonstrado que as duas metodologias são equivalentes para baixas concentrações. Além disso, mostraram que o método de Kynch (1952) é o mais adequado.

Scott (1968) estudou a sedimentação de suspensões de sílica em sistema contínuo e comparou a área efetiva com a predita por métodos baseados em ensaios de sedimentação em batelada, como os de Cloe e Clevenger (1916) e Talmage e Fitch (1955). Nesse estudo, foram observadas divergências entre os casos teóricos e práticos, embora a metodologia de Talmage e Fitch (1955), dentre as avaliadas, tenha se mostrado mais precisa. As diferenças encontradas confirmam que a sedimentação de suspensões floculadas apresenta comportamento não ideal, como a formação de canais estreitos, conhecidos como *channelling*, e que aumentam a taxa de sedimentação das partículas sólidas.

Chakravarti e Dell (1969) analisaram o comportamento da sedimentação em batelada de suspensões com elevada taxa de floculação. Durante os experimentos os autores perceberam que conforme o tempo aumenta a taxa de sedimentação diminui de forma exponencial. Particularmente, este comportamento é observado desde o início do ensaio. Essa constatação contraria teorias estabelecidas anteriormente, nas quais era previsto que, no início, a taxa deveria se manter constante. De acordo com os autores, essa diminuição exponencial da taxa de sedimentação está relacionada com os mecanismos de compressão e com o escoamento ascendente do líquido que é expelido pelos canais característicos da zona de compressão. Esses dois mecanismos dependem da massa total de sólidos presente na coluna de sedimentação.

Harris et al. (1975) obtiveram conclusões similares. Analisando as curvas de sedimentação de materiais compressíveis, os autores identificaram diversas regiões de sedimentação, regidas por um mecanismo específico. Além disso, nenhuma das regiões reportadas apresentou velocidade de sedimentação constante. Os autores, então, propuseram equações fenomenológicas características para cada uma das regiões, baseadas na taxa de líquido ascendente e na resistência a esse escoamento. Nesta formulação, foi considerado que a taxa de líquido ascendente que cruza a interface superior depende da quantidade de líquido presente imediatamente abaixo desta interface. No entanto, a resistência a esse escoamento depende da quantidade de líquido que se encontra acima da interface. Assim, foi possível apresentar o modelo em função da fração de líquido abaixo da interface descendente e reescrever em termos das alturas correspondentes aos limites das regiões de sedimentação. Com esse modelo, os autores conseguiram bons ajustes aos dados experimentais do decaimento da interface superior.

Dixon (1977) elaborou um estudo teórico considerando o balanço de forças atuantes no fenômeno da sedimentação em batelada de suspensões inicialmente homogêneas. Para esse fim, o autor considerou as fases líquida e sólida como contínuas e interagindo entre si. A interação entre as fases foi designada pela força de arraste sobre os sólidos em qualquer ponto, descrita como uma função da concentração de sólidos e da velocidade relativa. Neste estudo concluiu-se que o gradiente de concentração de sólidos existe apenas na zona de compressão, uma vez que a força resultante na zona de sedimentação livre é nula, ou seja, o sistema está em equilíbrio. Sem força resultante não há gradiente de velocidade e, portanto, não há gradiente de concentração. É oportuno dizer que a região de compressão para o autor equivale as zonas C, zona de concentração variável, e D, zona de compressão ou compactação, observadas por Coe e Clevenger (1916).

D'Avila (1978), baseando-se na Teoria das misturas da Mecânica do Contínuo, apresentou um modelo matemático para descrever o processo de sedimentação em batelada. Esse modelo foi desenvolvido através de um balanço de forças que atuam sobre as partículas

por intermédio da equação do movimento. Algumas hipóteses simplificadoras foram adotadas, tais quais:

- A sedimentação é considerada um fenômeno unidimensional;
- As fases líquidas e sólidas são incompressíveis;
- Os efeitos de paredes são negligenciáveis;
- O tensor tensão na fase sólida é função apenas da concentração volumétrica de sólidos do meio, como pode ser observado na Equação 2.23:

$$\mathcal{T}_s = \mathcal{T}_s(\varepsilon_s) = P_s(\varepsilon_s) \quad (2.23)$$

O autor também propõe uma restrição cinemática que correlaciona as velocidades das fases sólido e fluido. Com o uso da restrição cinemática, a modelagem do fenômeno de sedimentação pode ser simplificada significativamente, tornando-se restrito à resolução das equações da continuidade e do movimento em somente uma das fases. Além disso, a modelagem proposta requer a utilização de equações constitutivas para a tensão nos sólidos e para a força resistiva sólido-fluido. O modelo, considerando escoamento Darcyano, é constituído pelas Equações 2.24 e 2.25:

$$-D \frac{\partial \varepsilon_f}{\partial \xi} + (1 - \varepsilon_f) \frac{\partial u}{\partial z^*} - u \frac{\partial \varepsilon_f}{\partial z^*} = 0 \quad (2.24)$$

$$(1 - \varepsilon_f) \left(D \frac{\partial u}{\partial \xi} + u \frac{\partial u}{\partial n} \right) + S \frac{dP}{d\varepsilon_f} \frac{\partial \varepsilon_f}{\partial z^*} = -Au + B(1 - \rho_f) \quad (2.25)$$

em que as variáveis adimensionais são representadas por:

$$u = \frac{v_s}{v_{s0}}, \xi = \frac{t}{t_f}, z^* = \frac{z}{z_0}, P = \frac{P_s}{P_{s0}}, D = \frac{z_0}{v_{s0} t_0}, S = \frac{P_0}{\rho_s v_{s0}^2} \quad (2.26)$$

$$A = \frac{\mu z_0}{\rho_s v_{s0} K(\varepsilon_f)}, \quad B = \frac{(\rho_s - \rho_f) g_z}{\rho_s v_{s0}^2}$$

As Equações 2.24 e 2.25 estão sujeitas às seguintes condições iniciais:

$$\xi = 0, \quad u = u_0(z^*) \quad e \quad \varepsilon_f = \varepsilon_{f0}(z^*) \quad (2.27)$$

em que, u_0 é o perfil de velocidade e ε_{f0} o perfil de porosidade, ambos no início da sedimentação.

O modelo de D'Ávila (1978) foi resolvido pelo método das características, permitindo a predição das duas interfaces que se propagam em sentidos opostos (Figura 2.11): as interfaces inferior (ascendente) e superior (descendente).

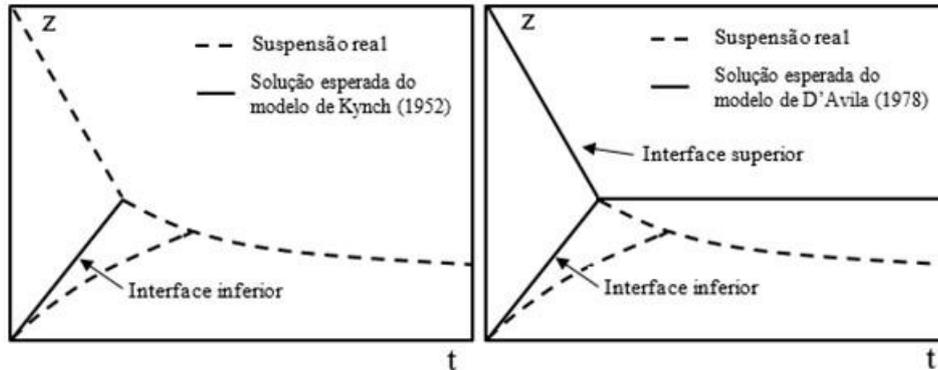


Figura 2.11. Comparação dos modelos de Kynch (1952) e D'Ávila (1978) com o fenômeno real (AROUCA, 2007).

Observando a Figura 2.11 é possível constatar a presença de três regiões descritas pelo modelo de D'Ávila (1978): a região de líquido clarificado, a região de sedimentação livre e a zona de compressão, onde há um depósito de sólidos com algum líquido retido. Cada uma dessas regiões pode ser descrita pelo modelo utilizando um mesmo conjunto de equações constitutivas específicas.

Tiller e Leu (1980) propuseram equações constitutivas para a tensão nos sólidos e para a permeabilidade do meio. Os parâmetros dessas equações foram obtidos por meio da aquisição de dados de porosidade média em experimentos de filtração. As equações constitutivas propostas pelos autores consideram que a permeabilidade e a pressão exercida sobre a fase dispersa (fase sólida) são dependentes apenas da concentração local de sólidos (ϵ_s). Dessa forma, a equação apresentada pelos autores para a permeabilidade do meio pode ser conferida a seguir:

$$K = K_{sc} \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_c} \right)^{-\psi} \quad (2.28)$$

em que, K_{sc} , ϵ_c e ψ , são parâmetros.

No que diz respeito à pressão dos sólidos, foram propostas três equações constitutivas (Equações 2.29 a 2.31):

$$P_s = P_{sa} \left[\left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_{scr}} \right)^{\frac{1}{\beta}} - 1 \right] \quad (2.29)$$

$$P_s = P_{sa} \exp \left(\frac{-1}{\epsilon_s} \right) \quad (2.30)$$

$$P_s = P_{sa} \exp(\beta \varepsilon_s) \quad (2.31)$$

em que P_s é a pressão da fase sólida, ε_{scr} é a concentração crítica de sólidos quando há ausência de pressão na fase sólida, e P_{sa} e β são parâmetros do modelo a serem estimados. É oportuno observar que, embora tenham sido desenvolvidas levando-se em conta experimentos de filtração, as equações propostas pelos autores podem ser utilizadas em estudos sobre a sedimentação em batelada.

Com o intuito de tornar o modelo de Kynch aplicável para sedimentação de sólidos compressíveis, Tiller (1981) estabeleceu um modelo que leva em consideração a presença de duas interfaces, a primeira entre a zona de clarificado e a zona de concentração constante (interface descendente) e a segunda entre a zona de concentrações variáveis e a de compactação (interface ascendente). Pode-se observar essas interfaces na Figura 2.12, onde H representa a interface descendente, e L a interface ascendente.

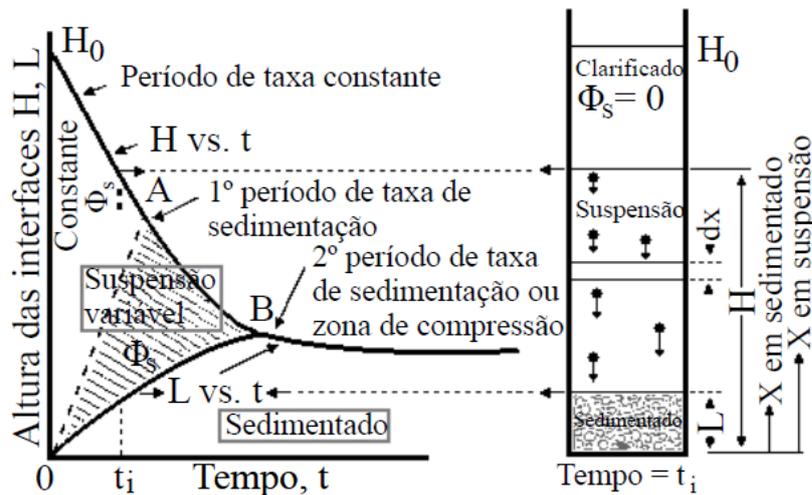


Figura 2.12. Interfaces de sedimentação (Adaptado de TILLER, 1981).

Wakeman e Holdich (1984) verificaram que os termos inerciais da equação do movimento possuem pouca influência na dinâmica de sedimentação das partículas na zona de compactação, quando comparados com as forças gravitacional e de arraste. Porém, em regiões acima da zona de compactação, os termos inerciais já não podem ser negligenciados devido à mudança abrupta na concentração de sólidos. As observações mencionadas anteriormente foram validadas a partir de dados experimentais de concentração de sólidos em função da posição e do tempo.

Concha e Bustos (1987) propuseram uma modificação na condição de contorno de Kynch (1952) na base da coluna, com o intuito de incorporar a compressibilidade do sedimento no modelo de sedimentação. Para esta finalidade, assumiram que a pressão nos sólidos é função apenas da concentração, de tal modo que a condição de contorno pode ser obtida pela aplicação da equação do movimento na fronteira especificada, conforme apresentado na Equação 2.32:

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} = \frac{(\rho_s - \rho_f)g\varepsilon_s}{\frac{dP_s}{d\varepsilon_s}}, (z = 0, t) \quad (2.32)$$

Essa abordagem é mais adequada para suspensões floculadas, como indicam os autores, que também observaram que para suspensões com elevada compressibilidade, as características são linhas curvas, ao contrário da hipótese apresentada por Kynch (1952). O comportamento do sedimento compressível pode ser verificado na Figura 2.13.

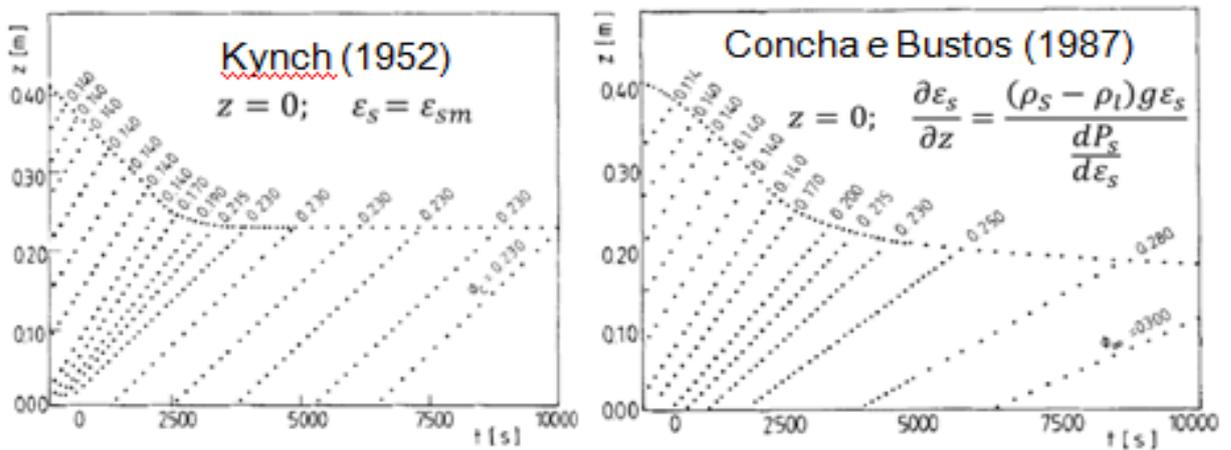


Figura 2.13. Comparação entre os modelos Kynch (1952) e Concha e Bustos (1987).

França, Massarani e Biscaia Jr. (1999) propuseram uma metodologia para estimar os parâmetros das equações constitutivas de permeabilidade e pressão nos sólidos. Os autores desenvolveram um modelo fenomenológico baseado nas equações de conservação de quantidade de movimento e massa para a fase sólida em cada região. Dados experimentais de decaimento da interface superior em testes de sedimentação em batelada foram usados para validação do modelo proposto e estimação dos parâmetros das equações constitutivas. Na Figura 2.14 é possível observar as zonas de sedimentação investigadas pelos autores.

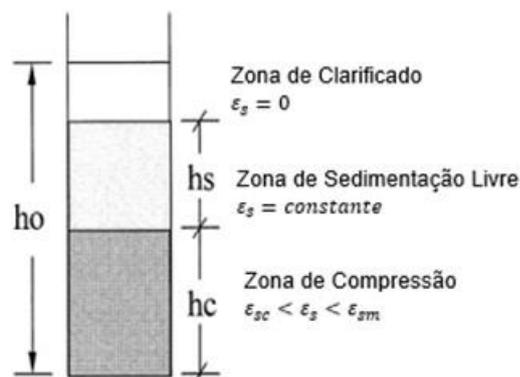


Figura 2.14. Representação das zonas de sedimentação (FRANÇA, MASSARANI e BISCAIA Jr.,1999).

Na zona de sedimentação livre, onde a concentração é constante e igual à concentração inicial, as partículas sedimentam sem que haja interação entre elas. Além disso, esta região é caracterizada pela ausência de gradientes de velocidade. No caso particular da sedimentação em fluido newtoniano, em que a força de interação sólido-fluido é descrita pela lei de Darcy, a equação do movimento possui solução analítica para a velocidade de deslocamento da interface descendente (v_{sup}), representada pela equação a seguir:

$$v_{sup} = k_2 \left(\frac{1 - \exp(-k_1 t)}{k_1} \right) \quad (2.33)$$

A diferenciação da Equação 2.33 em relação ao tempo permite expressar a evolução temporal da posição da interface superior, conforme apresentado na Equação 2.34.

$$h = h_0 \Omega \left(t - \frac{1 - \exp(-k_1 t)}{k_1} \right) \quad (2.34)$$

Nas Equações 2.33 e 2.34, k_1 , k_2 , Ω e são representados por:

$$k_1 = \frac{\mu}{K(\varepsilon_{s0})\rho_s\varepsilon_{s0}}, k_2 = \frac{(\rho_s - \rho_f)g}{\rho_s}, \Omega = \frac{k_1}{k_2} \quad (2.35)$$

em que μ é a viscosidade do líquido, ε_{s0} é a concentração inicial de sólidos, ρ_s é a densidade dos sólidos, ρ_f é a densidade do fluido, g é a aceleração da gravidade e $K(\varepsilon_{s0})$ é a permeabilidade do meio. A permeabilidade é uma função da porosidade por uma equação do tipo Kozeny-Carman (Equação 2.36).

$$K(\varepsilon_s) = (\alpha + Y\varepsilon_s) \frac{(1 - \varepsilon_s)^3}{\varepsilon_s^2} \quad (2.36)$$

em que α e Y são parâmetros do modelo a serem estimados.

Já na zona de compressão, onde as forças de interação sólido-sólido passam a ser significativas, a concentração de sólidos também passa a variar com o tempo e o espaço. As equações da continuidade e do movimento podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} - \frac{\partial Q_s}{\partial z} = 0 \quad (2.37)$$

$$\rho_s \left[\frac{\partial Q_s}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{Q_s^2}{\varepsilon_s} \right) \right] = \frac{\partial P_s}{\partial z} - \frac{\mu Q_s}{K(\varepsilon_s)} + (\rho_s - \rho_f)g\varepsilon_s \quad (2.38)$$

Esse conjunto de equações está sujeito às seguintes condições de contorno:

$$z = 0; Q_s = 0, \quad (2.39)$$

$$z = h_c(t); \varepsilon_s = \varepsilon_{scr}; P_s = 0, \quad (2.40)$$

em que ε_{scr} é a concentração crítica de sólidos.

Duas equações para pressão de sólidos foram utilizadas pelos autores: a proposta por Tiller e Leu (1980), Equação 2.29, e outra do tipo Langmuir, conforme apresentado na Equação 2.41:

$$P_s(\varepsilon_s) = P_a \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{scr})}{(\varepsilon_{sm} - \varepsilon_s)} \quad (2.41)$$

Arouca (2003) empregou os dados experimentais da sedimentação em batelada de suspensões aquosas de caulim com concentrações iniciais variando entre 8 e 12 % v/v, em conjunto com a concentração local para determinar equações constitutivas, para pressão nos sólidos e para permeabilidade do meio. Os resultados indicaram que ambos são funções exclusivamente da concentração local de sólidos.

Arouca (2007) estudou a sedimentação de diferentes materiais sólidos e propôs um modelo matemático unidimensional, empregando conceitos físicos dos modelos de d'Avila (1978) e Burger e Concha (1998). Os resultados foram adequados para todo o domínio do problema sem a necessidade de utilizar condições de salto nas fronteiras móveis que delimitam as regiões de sedimentação livre e de compactação. O autor observou também que as soluções representaram melhor sistemas pouco permeáveis. O autor apresentou, ainda, um modelo do tipo lei de potência com dois parâmetros estimáveis para representar a tensão nos sólidos.

2.3 Sedimentação em Fluidos Não Newtonianos

No que concerne aos trabalhos de sedimentação em fluidos não newtonianos, o trabalho de Massarani e Telles (1978) merece destaque. Os autores propuseram uma expressão para o termo de interação fluido-partícula, usando conceitos de análise dimensional, além da realização de experimentos conduzidos com partículas esféricas e em forma de disco com diferentes esfericidades (ϕ). Para escoamentos lentos de fluidos não newtonianos ao redor de partículas isoladas, as seguintes equações podem ser empregadas para descrever a interação fluido-partícula (l) (Equação 2.42) e a taxa de cisalhamento característica ($\dot{\gamma}_c$) (Equação 2.43):

$$l = \frac{18\tau(\dot{\gamma}_c)}{d_p \|\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s\|} \frac{\mathcal{F}(\phi)}{\theta(\phi)} (\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s) \quad (2.42)$$

$$\dot{\gamma}_c = \frac{\|\mathbf{v}_f - \mathbf{v}_s\|}{d_p} \theta(\mathcal{F}) \quad (2.43)$$

em que τ é a tensão de cisalhamento, d_p é o diâmetro da partícula, \mathbf{v}_f é a velocidade do fluido e \mathbf{v}_s a velocidade dos sólidos. Vale observar que as variáveis em negrito representam vetores, enquanto que $\mathcal{F}(\phi)$ e $\theta(\phi)$ são funções da esfericidade, ϕ . A função $\mathcal{F}(\phi)$ é particularmente obtida a partir da equação do movimento aplicada à sedimentação de partículas isoladas com velocidade terminal, v_∞ , em fluidos newtonianos. Neste caso, a segunda lei de Newton em conjunção com a Equação 2.42 permite estabelecer que:

$$\mathcal{F}(\phi) = \frac{(\rho_s - \rho_f)gd_p^2}{18v_\infty\mu} \quad (2.44)$$

Portanto, a função $\mathcal{F}(\phi)$ pode ser empiricamente determinada a partir de dados experimentais de velocidade terminal de partículas com diferentes esfericidades, empregando-se a Equação 2.44. Para fluidos não newtonianos, a segunda lei de Newton para a partícula isolada sedimentando com velocidade terminal estabelece que:

$$(\rho_s - \rho_f)g = \frac{18\mathcal{F}(\phi)\tau(\dot{\gamma}_c)}{d_p\theta(\phi)} \quad (2.45)$$

em que $\dot{\gamma}_c$ é a taxa de cisalhamento característica, dada pela Equação 2.46 (notar que a velocidade u é nula, pois o fluido está em repouso):

$$\dot{\gamma}_c = \frac{v_\infty}{d_p}\theta(\phi) \quad (2.46)$$

Portanto, a função $\theta(\phi)$ pode ser empiricamente determinada a partir das Equações 2.45 e 2.46 usando dados experimentais de velocidade terminal de partículas com diferentes esfericidades em fluidos não newtonianos com reologia conhecida.

Laruccia (1990), estabeleceu uma correlação para o cálculo do coeficiente de arraste de partículas não esféricas sedimentando em fluidos não newtonianos independentes do tempo. Com essa finalidade o autor realizou análises dimensionais e utilizou dados experimentais de escoamentos em regimes laminares, de transição e turbulento. A equação proposta está representada a seguir:

$$C_D = \left\{ \left[\frac{24\Omega(\phi)}{Re_{gen}} \right]^p + [\chi(\phi)]^p \right\}^{\frac{1}{p}} \quad (2.47)$$

em que C_D é o coeficiente de arraste, p é um parâmetro característico do escoamento turbulento, enquanto $\Omega(\phi)$ e $\chi(\phi)$ são funções da esfericidade (ϕ), estabelecidas por meio de experimentos

onde os limites de escoamento laminar e turbulento foram respectivamente adotados. Já Re_{gen} é o número de Reynolds generalizado e é representado pela Equação 2.48.

$$Re_{gen} = \frac{\rho v_{\infty}^2 \Xi(\phi)}{\tau(\dot{\gamma})} \quad (2.48)$$

em que v_{∞} é a velocidade terminal da partícula, $\Xi(\phi)$ é um fator de forma, $\tau(\dot{\gamma})$ é a tensão de cisalhamento e $\dot{\gamma}$ é a taxa de cisalhamento que é função de v_{∞} e d_p (diâmetro de partícula) como já mostrado na Equação 2.46.

Para escoamentos no regime laminar, como a sedimentação, p se torna igual a um e $\chi(\phi)$ igual a zero. Sendo assim, o coeficiente de arraste passa a assumir a seguinte forma:

$$C_D = \frac{24\Omega(\phi)}{Re_{gen}} \quad (2.49)$$

Bobroff e Phillips (1998) utilizaram imagens de ressonância magnética nuclear para estudar a taxa de sedimentação de suspensões concentradas e não coloidais em fluidos viscoelásticos. Os autores realizaram testes em condições acima e abaixo da taxa crítica de deformação, taxa na qual se inicia o escoamento, assim foi possível observar o efeito da elasticidade, abaixo da taxa crítica de cisalhamento, e da viscosidade, acima da taxa crítica, na queda da interface superior. Sendo assim, os autores constataram que ambas as características podem resultar em uma taxa de sedimentação dependente do tempo, o que não ocorre em fluidos newtonianos. Os autores ainda observaram pelas imagens em 2D das seções verticais das suspensões um desenvolvimento de uma microestrutura não homogênea durante a sedimentação em um fluido viscoelástico. Para estes casos, as imagens mostram uma tendência das partículas se agregarem em longas colunas formadas na direção do escoamento e separadas pela fase contínua, estes são os chamados canais de viscosidade reduzida. Este comportamento não é observado em fluidos newtonianos (Figura 2.15).

Sendo assim, os autores justificam as diferenças na sedimentação em fluidos newtonianos e não newtonianos por causa das mudanças microestruturais ao nível dos sólidos, que são geradas devido a interações hidrodinâmicas e não newtonianas entre as partículas.

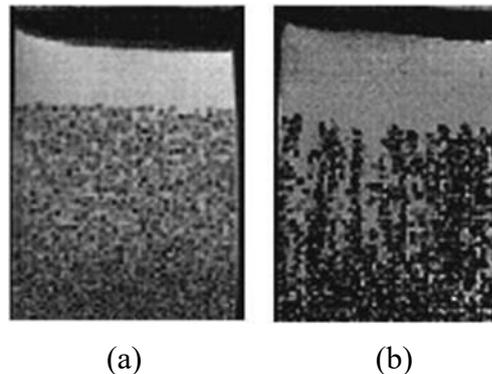


Figura 2.15. Imagens obtidas por ressonância magnética da sedimentação. (a) em fluido newtoniano, (b) em fluido viscoelástico (Adaptado de BOBROFF e PHILLIPS, 1998).

Corroborando os resultados de Bobroff e Phillips (1998), Daugan et al. (2002) analisaram o comportamento da sedimentação de duas partículas ao longo de seus eixos centrais em fluidos não newtonianos com fracas características elásticas, mas com características pseudoplásticas significativas. Os autores observaram a existência de uma distância inicial de separação crítica, abaixo da qual as partículas se aglomeram. Essa aglomeração é causada devido a formação de um “corredor de baixa viscosidade” (Figura 2.16) criado pela passagem da primeira partícula, e através do qual a segunda partícula sedimenta com maior velocidade até encontrar a primeira. Após se encontrarem as partículas se encadeiam e passam a sedimentar com velocidade constante e maior do que a velocidade de uma partícula isolada.

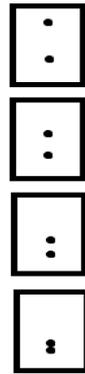


Figura 2.16. Formação de um “corredor de baixa viscosidade” na sedimentação de duas partículas de alumínio (Adaptado de GUESLIN et al., 2006).

Gueslin et al. (2006) observaram o efeito do escoamento induzido pela sedimentação de partículas esféricas em um fluido pseudoplástico com tensão limite de escoamento e características tixotrópicas. Os autores mostraram que as características do campo de velocidade podem ser fortemente modificadas tanto pela idade do fluido, quanto pela tensão que a partícula exerce no fluido. Esta tensão é responsável pela formação do “corredor de baixa viscosidade” (Figura 2.16), observado pelos autores assim como por Daugan et al (2002).

Ovarlez et al. (2012) estudaram a sedimentação de partículas em um fluido com tensão limite de escoamento, cujo comportamento reológico em regime permanente pode ser descrito pelo modelo de Herschel-Bulkley. O cisalhamento ocorreu na direção perpendicular à direção da gravidade. Os autores utilizaram uma técnica não invasiva para observar a concentração volumétrica de sólidos ao decorrer do tempo. Primeiramente utilizaram suspensões com baixas concentrações, onde o efeito da interação sólido-sólido é pequeno. Em seguida, analisaram suspensões mais concentradas, onde o efeito dessas interações passa a ser mais significativo. Assim, puderam observar que a velocidade de sedimentação aumenta com a taxa de cisalhamento, ilustrando a influência da viscosidade aparente do material nas taxas de sedimentação. Os autores observaram também que para um determinado diâmetro de partícula e uma determinada taxa de cisalhamento, a velocidade de sedimentação é uma função decrescente da tensão limite de escoamento do material. Os autores propuseram ainda um modelo para baixas taxas de cisalhamento que é capaz de prever quantitativamente a velocidade de sedimentação, apresentando resultados satisfatórios quando comparado com os dados experimentais.

A investigação dos efeitos de interação sólido-sólido e a dinâmica de partículas sedimentando em fluidos pseudoplásticos foi conduzida por Moreira (2014). Particularmente,

o autor observou que os efeitos de memória presentes nos fluidos não newtonianos influenciam as taxas de sedimentação de maneira relevante. Os estudos mostraram que as taxas de sedimentação no fluido não newtoniano são maiores durante a dinâmica inicial, em comparação às taxas observadas em um fluido newtoniano. No entanto, a sedimentação no fluido pseudoplástico apresentou maior tempo para atingir o estado final de compactação.

Fagundes (2015) efetuou o monitoramento da concentração de sólidos em diversas posições de uma proveta ao longo do tempo para a sedimentação de barita e outros sólidos adensantes em um fluido de perfuração com comportamento reológico pseudoplástico, tixotrópico e com tensão limite de escoamento, o Br-mul. Esse monitoramento possibilitou uma avaliação quantitativa das partículas sedimentando neste fluido. A autora propôs ainda uma equação constitutiva para a pressão nos sólidos supondo condição de equilíbrio estático.

Wach e Figaard (2016), analisaram a sedimentação de partículas em um fluido com tensão limite de escoamento, descrito como plástico de Bingham, de forma analítica e numérica, além de desenvolverem também um número crítico de Bingham acima do qual as partículas param de sedimentar.

Elgaddafi, Ahmed e Growcock (2016) estudaram a sedimentação de partículas esféricas de vidro em fluido Herschel-Bulkley fibroso. Os experimentos foram realizados em um cilindro de vidro transparente, no qual a velocidade instantânea de sedimentação de cada partícula como função do tempo foi mensurada com o auxílio de uma câmera. A adição de fibras ao fluido gera um efeito de arraste adicional, o arraste fibroso, que varia com o número de Reynolds da partícula, concentração de fibras, diâmetro das partículas e propriedades do fluido. Os autores observaram que tanto o efeito do arraste viscoso como o do arraste fibroso contribuem para a diminuição da velocidade de sedimentação e, portanto, o aumento da concentração de fibras diminui a velocidade de sedimentação. Além disso, com os dados experimentais os autores também foram capazes de desenvolver uma correlação empírica para o arraste fibroso, bem como um modelo para velocidade de sedimentação das partículas tanto no regime transiente quanto em condições de equilíbrio estático.

Calçada et al. (2016) apresentaram uma metodologia para avaliar a capacidade de drenagem de fluidos de perfuração, confinados em anulares de poços para a formação rochosa, como estratégia de mitigação do fenômeno APB (*Annular Pressure Build-up*). Para essa avaliação os autores desenvolveram um modelo capaz de prever a sedimentação em batelada de sólidos adensantes presentes no fluido de perfuração, uma vez que a altura de sedimento formado está diretamente associada com a possibilidade ou não de drenagem do fluido para as rochas adjacentes. Os autores propuseram um modelo fenomenológico e consideraram a sedimentação como um fenômeno unidirecional. O modelo é constituído pelo balanço de massa para fase sólida, através da equação da continuidade (Equação 2.50) e pelo balanço de forças atuantes no sistema pela equação do movimento (Equação 2.51).

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} = -\varepsilon_s \frac{\partial v_s}{\partial z} - v_s \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} = g - \frac{1}{\rho_s} \left[\frac{18\eta(v_f - v_s)}{d_p^2(1 - \varepsilon_s)^{2,7}} - a\varepsilon_s^b \right] \quad (2.51)$$

Sujeito às seguintes condições iniciais e de contorno:

$$\begin{aligned}
C.I.: \varepsilon_s(t = 0, z) &= \varepsilon_{s0} \\
C.C.: \varepsilon_s(z = 0, t) &= 0 \\
C.I.: v_s(t = 0, z) &= 0
\end{aligned}
\tag{2.52}$$

em que ε_s é a concentração volumétrica dos sólidos, ε_{s0} é a concentração volumétrica inicial dos sólidos, v_s e v_f são as velocidades dos sólidos e do fluido respectivamente, g é a aceleração da gravidade, ρ_s é a densidade de sólidos, d_p é o diâmetro dos sólidos, a e b são parâmetros estimáveis do modelo e η é a viscosidade aparente, representada pela seguinte equação:

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = \frac{\tau\sqrt{K}}{v_s}
\tag{2.53}$$

em que, τ é a tensão de cisalhamento, $\dot{\gamma}$ a taxa de cisalhamento e K a permeabilidade do meio, calculada pela equação de Kozeny-Carman.

Moreira, Arouca e Damasceno (2017) estudaram a sedimentação de partículas em fluido pseudoplástico e tixotrópico e compararam os resultados com os obtidos em fluidos newtonianos. Os autores observaram que nos fluidos não newtonianos, as partículas maiores sedimentaram mais rapidamente, devido aos fenômenos de aglomeração de partículas e de formação de corredores de baixa viscosidade, canais preferenciais de sedimentação. A tensão de cisalhamento promovida por estas partículas diminui a viscosidade do fluido nas regiões adjacentes à interface fluido-partícula e favorecem a sedimentação nestas regiões. Contudo, o final da sedimentação no não newtoniano precisou de mais tempo, o que pode ser explicado pelo reestabelecimento das forças géis do fluido.

Rocha et al. (2020) propuseram um modelo fenomenológico para sedimentação em batelada de sólidos adensantes, mais especificamente barita, em fluido de perfuração não newtoniano, cujo comportamento reológico pode ser descrito por um modelo do tipo lei de potência. O modelo é constituído pelas equações da continuidade e de quantidade de movimento para a fase sólida, descrita com um meio contínuo. Adicionalmente, o modelo leva em conta equações constitutivas e correlações empíricas para descrever a permeabilidade do meio, bem como tensão na fase sólida. O modelo foi construído a partir das seguintes hipóteses simplificadoras:

- O escoamento é unidimensional;
- A fase sólida apresenta comportamento incompressível;
- Os termos de aceleração local e transporte convectivo de quantidade de movimento podem ser negligenciados, devido ao escoamento lento;
- A fase fluida apresenta comportamento reológico pseudoplástico, descrito pelo modelo power law (lei de potência).

Assim, o modelo proposto pelo autor é constituído pelas seguintes equações:

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} + \frac{\partial \varepsilon_s v_s}{\partial z} = 0 \quad (2.54)$$

$$v_s = \left[\frac{K}{M(1 - \varepsilon_s)^{1-n}} \left[\frac{d_p}{\theta(\phi)} \right]^{n-1} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_f) g - \frac{dP_s}{d\varepsilon_s} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \right] \right]^{\frac{1}{n}} \quad (2.55)$$

sujeitas às seguintes condições inicial e de contorno:

$$\begin{aligned} \text{C.I.: } \varepsilon_s(z, t = 0) &= \varepsilon_{s0} \\ \text{C.C.1: } Q_s = \varepsilon_s v_s(z = 0, t) &= 0 \\ \text{C.C.2: } Q_s = \varepsilon_s v_s(z = L_0, t) &= 0 \end{aligned} \quad (2.56)$$

em que ε_s é a concentração volumétrica dos sólidos, ε_{s0} é a concentração volumétrica inicial dos sólidos, v_s é a velocidade dos sólidos, g é a aceleração da gravidade, ρ_s , ρ_f e ρ_{susp} são as densidades dos sólidos, do fluido e da suspensão respectivamente, d_p é o diâmetro das partículas, e M e n são, respectivamente, o índice de consistência e de comportamento do fluido.

A função de esfericidade utilizada pelo autor é a proposta por Larruccia (1990) e é válida para α na faixa de 0,5 a 1.

$$\theta(\phi) = -3,45\phi^2 + 5,25\phi - 1,41 \quad (2.57)$$

Já para a permeabilidade do meio, os autores sugerem uma modificação na equação proposta por Tiller e Leu (1980) (Equação 2.28), de forma que a permeabilidade (K) se torne zero, quando a concentração de sólidos (ε_s) for igual à concentração de sólidos máxima (ε_{sm}).

$$K = K_0 d_p^2 \left(\frac{\varepsilon_{sm}}{\varepsilon_s} - 1 \right)^\Lambda \quad (2.58)$$

em que K_0 e Λ são parâmetros do modelo.

Por fim, para a pressão dos sólidos, os autores sugerem uma reparametrização na equação proposta por Tiller e Leu (1980), que após diferenciação em relação à concentração de sólidos, assume a seguinte forma:

$$\frac{dP_s}{d\varepsilon_s} = \frac{A}{\varepsilon_s^2} \exp, \left[-\beta \left(\frac{1}{\varepsilon_s} - \frac{1}{\varepsilon_{sref}} \right) \right] \quad (2.59)$$

em que A e β são parâmetros do modelo a serem estimados. É importante mencionar que o modelo proposto foi validado e os parâmetros das equações constitutivas foram estimados, utilizando-se os dados de sedimentação de barita em fluido de perfuração, obtidos por Fagundes (2015).

Fagundes (2019) estudou a sedimentação de hematita em fluidos de perfuração a base água com diferentes concentrações de carboximetilcelulose (CMC, usado como agente viscosificante). Os fluidos investigados apresentam comportamento reológico pseudoplástico e tixotrópico. Foi realizado um monitoramento da concentração volumétrica de sólidos ao longo do tempo, sendo possível verificar que a sedimentação foi influenciada pela viscosidade: quanto menor a viscosidade do fluido mais rápido as partículas sedimentaram. A autora observou, ainda, que houve efeito de aglomeração de partículas em suspensões de CMC mais concentradas. Outro aspecto observado no trabalho foi que o fluido com maior concentração de hematita manteve as partículas em suspensão por mais tempo, ou seja, a concentração de adensante influencia o gradiente de concentração na coluna ao longo do tempo. Além disso, a autora também propôs equações constitutivas para a tensão nos sólidos e para a permeabilidade.

2.4 Considerações Finais

Tendo em vista o conteúdo da revisão bibliográfica apresentada, é possível observar os seguintes aspectos:

- A maioria dos trabalhos teóricos e experimentais de sedimentação estão focados em fluidos newtonianos;
- Os trabalhos sobre a sedimentação de sólidos em fluidos não newtonianos, em sua grande maioria, não abordam aspectos teóricos sobre como as partículas sólidas interagem com o fluido sob a ação do campo gravitacional em condições abaixo da tensão limite de escoamento;
- Os poucos trabalhos que utilizam fluidos com tensão limite de escoamento são focados na parte experimental, seja na avaliação do comportamento de partículas isoladas, seja na proposição de modelos para a velocidade terminal de sedimentação da partícula isolada.

Até o momento de escrita dessa dissertação, não foram localizados trabalhos que propuseram modelos capazes de prever a altura de sedimento ou a dinâmica do processo de sedimentação de sólidos em fluidos com tensão limite de escoamento, mais especificamente, com comportamento reológico descrito por modelos do tipo Herschel-Bulkley, como é o caso dos fluidos de perfuração. Particularmente, a compreensão adequada das interações fluido-partícula em condições abaixo da tensão limite de escoamento permanece como uma lacuna na literatura científica aberta. É importante salientar que os fluidos de perfuração são projetados para mitigar a sedimentação dos sólidos na etapa de produção, quando se encontram confinados nos anulares, e, por esta razão, possuem tensão limite de escoamento.

Nota-se ainda a ausência de trabalhos acerca da análise da influência da temperatura no comportamento da sedimentação dos sólidos adensantes. Conforme bem conhecido na literatura, a viscosidade do fluido diminui com a temperatura, de tal modo que as taxas de sedimentação tendem a ser mais elevadas em altas temperaturas. Na operação industrial, os poços estão sujeitos a um gradiente de temperatura axial durante a fase de produção. Portanto, o uso de modelos que sejam capazes de prever as taxas de sedimentação em condições não isotérmicas,

ou seja, em condições nas quais a coluna está sujeita a um perfil de temperatura, é crucial no contexto de mitigação do problema de aumento de pressão nos anulares.

Dentro deste cenário, o presente trabalho tem como objetivo propor um modelo não isotérmico para descrever a sedimentação de sólidos adensantes em um fluido não newtoniano, bem como apresentar uma contribuição quanto à investigação do comportamento da sedimentação em condições abaixo da tensão limite de escoamento. Portanto, o modelo proposto deve ser capaz de: *(i)* prever o comportamento dinâmico da sedimentação de barita em um fluido de perfuração industrial com tensão limite de escoamento; *(ii)* prever a altura de sedimento formado ao longo do tempo, e *(iii)* avaliar o comportamento dinâmico da sedimentação quando a coluna estiver sujeita às condições isotérmicas distintas ou a um perfil de temperatura.

CAPÍTULO III

3 Metodologia Experimental

Resumo: Neste Capítulo serão apresentados os procedimentos experimentais utilizados na obtenção dos dados presentes nas simulações deste trabalho, bem como os materiais usados. Os dados de reologia do fluido de perfuração em diferentes temperaturas foram fornecidos pelo CENPES/Petrobras. Esses dados foram empregados nas simulações da sedimentação em diferentes temperaturas, bem como na simulação da sedimentação sujeita a um perfil axial de temperatura. Já o procedimento experimental referente a aquisição de dados da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes no fluido de perfuração Br-Mul foi efetuado por Fagundes (2015), na Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia. Esses dados foram utilizados nesse trabalho para a avaliação da sedimentação isotérmica.

3.1 Ensaios de Reologia em Fluido de Perfuração Olefinico

As curvas de escoamento apresentadas na Figura 3.1 foram obtidas e cedidas pelo CENPES/Petrobras para o desenvolvimento do presente trabalho. Para um fluido olefinico sintético com densidade da suspensão (ρ_{susp}) igual a $1,2 \text{ g/cm}^3$, foram realizados ensaios reológicos em temperaturas distintas ($4, 25, 65$ e $93 \text{ °C} \pm 1\text{°C}$) utilizando uma geometria do tipo placa-placa e um reômetro MCR302 da marca Anton Paar. Estes ensaios foram realizados para cada temperatura variando-se a taxa de cisalhamento de 1 a 1000 s^{-1} e efetuando-se medidas de tensões de cisalhamento e viscosidade aparente correspondentes a cada taxa. Com esses dados foi possível construir da curva de escoamento para cada temperatura (Figura 3.1).

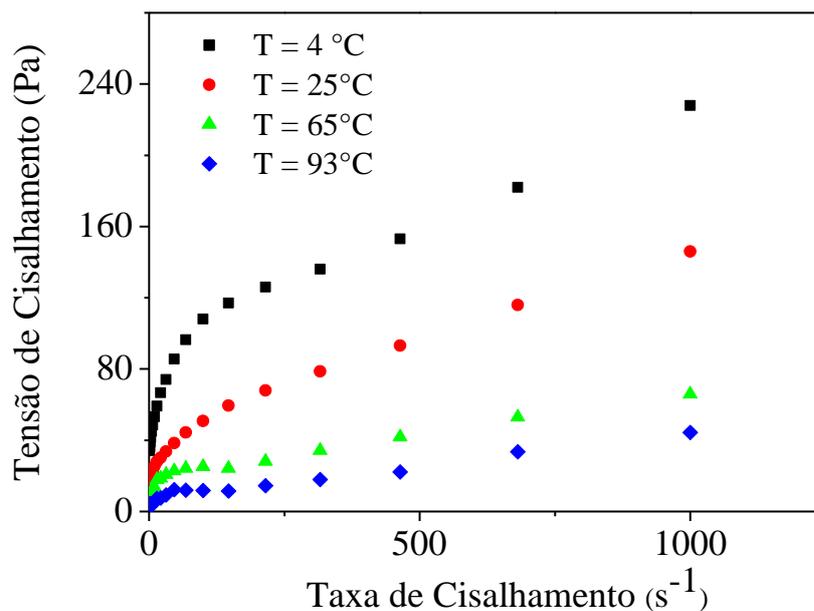


Figura 3.1. Curvas de escoamento do fluido olefinico sintético.

3.2 Ensaios de Sedimentação em Fluido Br-Mul

Como relatado anteriormente, o procedimento experimental referente à aquisição de dados da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes no fluido de perfuração Br-Mul foi realizado por Fagundes (2015), na Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia.

Fagundes (2015) realizou a caracterização do fluido de perfuração Br-Mul, que pode ser descrito como um fluido sintético composto por uma mistura de sólidos dos quais a maior parte é barita. A densidade média dos sólidos (ρ_s), que foi de $2,71 \pm 0,002 \text{ g/cm}^3$, foi obtida por picnometria a gás hélio. Este resultado reafirma a hipótese de que o Br-Mul contém uma mistura de sólidos. Conforme Luiz e Linz (2005), a densidade da barita pura é aproximadamente $4,5 \text{ g/cm}^3$. A densidade do fluido de perfuração (ρ_{susp}), que é uma mistura sólidos-parafina-água, foi determinada em um picnômetro de vidro como sendo $1,15 \text{ g/cm}^3$. A partir desses dois valores, a densidade da fase líquida (ρ_l) foi calculada por meio da Equação 3.1, onde ε_{s0} é a fração volumétrica inicial de sólidos no fluido de perfuração, que é igual a 14% v/v. A densidade da fase líquida calculada foi de $0,89 \text{ g/cm}^3$.

$$\rho_{susp} = \varepsilon_{s0}\rho_s + (1 - \varepsilon_{s0}) \rho_l \quad (3.1)$$

Para a análise de tamanho de partículas, Fagundes (2015) utilizou o equipamento Mastersizer Microplus MAF 5001, da Malvern Panalytical. Os diâmetros das partículas em 10% ($D_{0,1}$), 50% ($D_{0,5}$) e 90% ($D_{0,9}$) na curva de distribuição acumulada foram $3,008 \mu\text{m}$, $40,803 \mu\text{m}$ e $232,247 \mu\text{m}$, respectivamente. Sendo o diâmetro médio de partículas (d_p) considerado igual ao diâmetro em 50%, ou seja, $40,803 \mu\text{m}$.

Fagundes (2015) realizou os testes reológicos do fluido Br-Mul a 25°C , utilizando a geometria do tipo cone-placa em um reômetro Brookfield R/S Plus com banho termostatizado, também da marca Brookfield, modelo programmable controller TC-6021, no Laboratório de Processos de Separação da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia. Os resultados são apresentados na Figura 3.2.

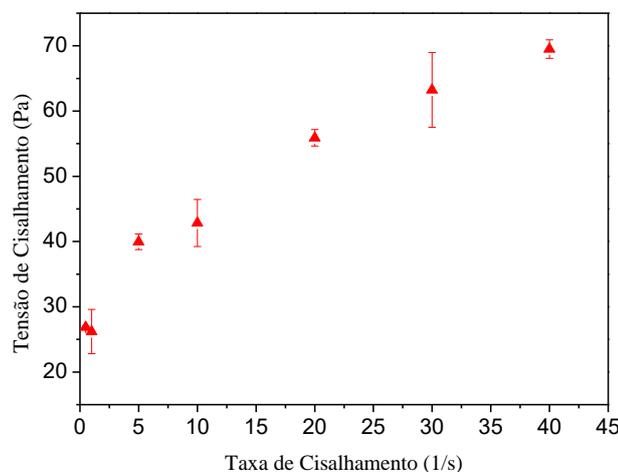


Figura 3.2. Curva de fluxo para o fluido de perfuração Br-Mul.

Segundo Fagundes (2015), o preparo do fluido foi realizado de forma que a mistura de sólidos foi suspensa na fase líquida, formada de n-parafina e água na proporção de 1,36% m/m de óleo/água. A concentração inicial de sólidos (ϵ_{s0}) foi 14% v/v como reportado anteriormente.

O fluido Br-Mul foi colocado no recipiente de testes que possui 350 mm de altura, 55 mm de diâmetro interno e 3 mm de espessura, onde fluido ocupou 210 mm da altura. Fagundes (2015) monitorou a concentração volumétrica de sólidos em diferentes posições ao longo do tempo pela técnica de atenuação de raios gama, conhecida por ser uma técnica não invasiva e não destrutiva. A Figura 3.3 representa a unidade experimental de radioisótopos utilizada.

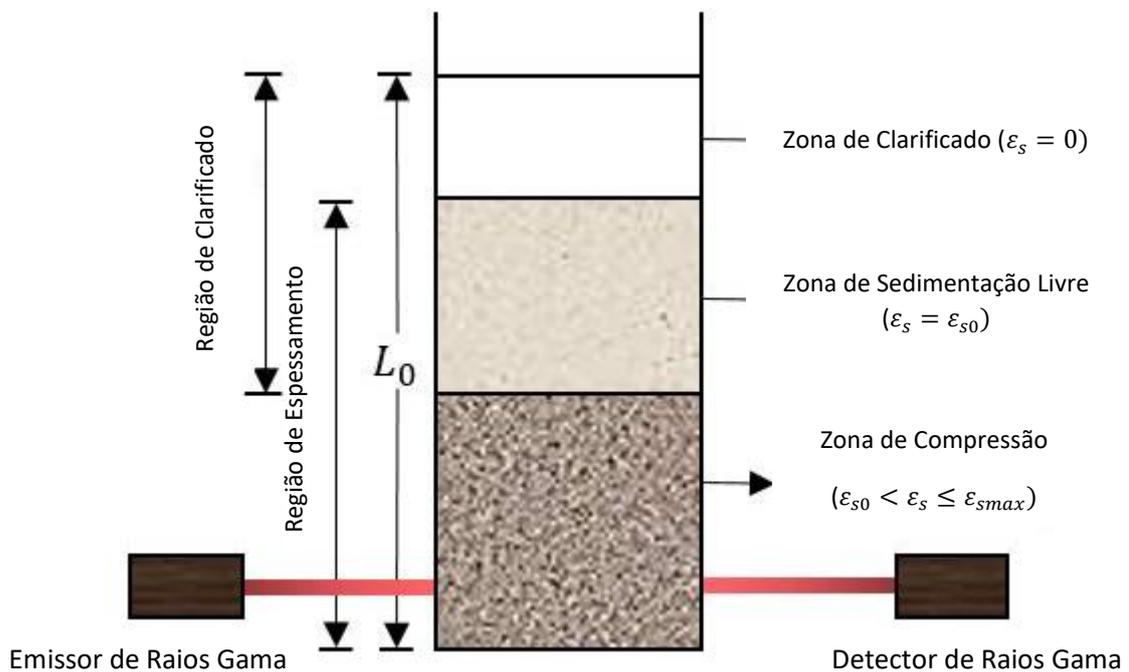


Figura 3.3. Ilustração da unidade experimental de radioisótopos (Adaptado de ROCHA, 2020).

CAPÍTULO IV

4 MODELAGEM E ESTIMAÇÃO DE PARÂMETROS

Resumo: Neste capítulo são apresentados os dois modelos de sedimentação não isotérmicos com as respectivas equações constitutivas, bem como os procedimentos de discretização das equações por volumes finitos e de estimação dos parâmetros do modelo.

4.1 Modelagem da Tensão Limite de Escoamento

Trabalhos como os de Fagundes (2015) e Rocha (2018) descrevem o comportamento reológico dos fluidos de perfuração como pseudoplástico, empregando o modelo do tipo lei de potência. Essa abordagem, apesar de apresentar ajustes bastante satisfatórios, geralmente é pouco acurado para descrever o início da dinâmica de sedimentação, uma vez que a maioria desses fluidos apresenta uma tensão limite de escoamento que não é levada em consideração no modelo de potência. Particularmente, a sedimentação dos sólidos ocorre apenas quando as forças de interação sólido-fluido superam a tensão limite de escoamento, devido à ação do campo gravitacional. Visando contornar esse problema, este trabalho traz como proposta considerar que o fluido de perfuração aqui utilizado apresenta comportamento viscoelástico, quando as tensões de cisalhamento (τ) são menores do que a tensão limite de escoamento (τ_0), conforme sugerido por Costa et al. (2017).

Nesse contexto, o modelo viscoelástico linear de Maxwell (Equação 4.1) foi adotado. Partindo-se desse modelo é possível obter a seguinte equação para a tensão de cisalhamento como função exclusiva do tempo.

$$\tau + \frac{\eta_0}{G} \frac{\partial \tau}{\partial t} = \eta_0 \dot{\gamma} \quad (4.1)$$

em que η_0 é a viscosidade aparente a baixas taxas, G é o módulo elástico (constante de Hooke) e $\dot{\gamma}$ é a taxa de cisalhamento, dada por:

$$\dot{\gamma} = \frac{d\gamma}{dt} = \frac{\tau_0}{\eta_0} \quad (4.2)$$

Por opção de simplicidade, admitiu-se que o perfil de deformação do fluido de perfuração na região de viscoelasticidade é linear, depende da tensão máxima (ou limite) aplicada (τ_0) e da viscosidade aparente a baixas taxas. Multiplicando-se a Equação 4.1 por $\frac{G}{\eta_0}$ e substituindo a taxa de deformação (Equação 4.2), obtém-se uma EDO linear de primeira ordem não-homogênea (Equação 4.3).

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \tau \frac{G}{\eta_0} = G \frac{\tau_0}{\eta_0} \quad (4.3)$$

Na Equação 4.3, o parâmetro tempo de relaxação (λ) pode ser definido como:

$$\lambda = \frac{\eta_0}{G} \quad (4.4)$$

A solução da Equação 4.3 pode ser obtida empregando-se um fator de integração exponencial, conforme definido na Equação 4.5.

$$\alpha(t) = e^{\frac{1}{\lambda}t} \quad (4.5)$$

Como condição inicial, considerou-se que quando o tempo é zero a tensão é nula (Equação 4.6). A partir da condição inicial e do fator integrante, a solução da Equação 4.3 envolve uma expressão para a tensão de cisalhamento dependente apenas do tempo (Equação 4.7).

C.I.: $t = 0 \rightarrow \tau = 0$ (4.6)

$$\tau(t) = \tau_0(1 - e^{-\frac{t}{\lambda}}) \quad (4.7)$$

O comportamento típico da Equação 4.7 é ilustrado na Figura 4.1, onde é possível observar que a tensão de cisalhamento aumenta com o tempo até atingir o valor da tensão limite de escoamento.

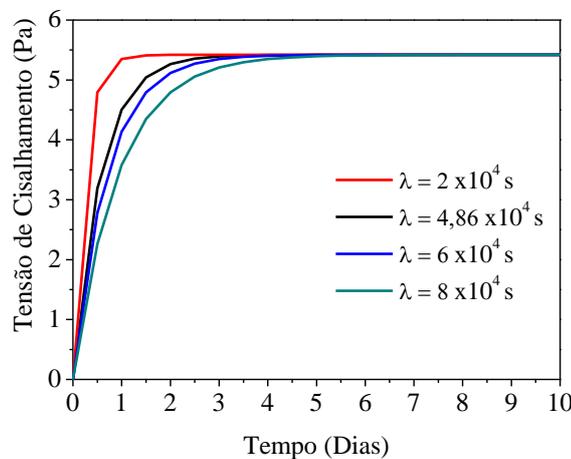


Figura 4.1. Comportamento da Equação 4.7 em vários tempos de relaxação (λ).

Como a Equação 4.7 é função apenas do tempo, é possível utilizá-la para calcular a tensão enquanto ela for menor do que a tensão limite de escoamento. Sendo assim, as simulações do modelo de sedimentação seguem o seguinte esquema:

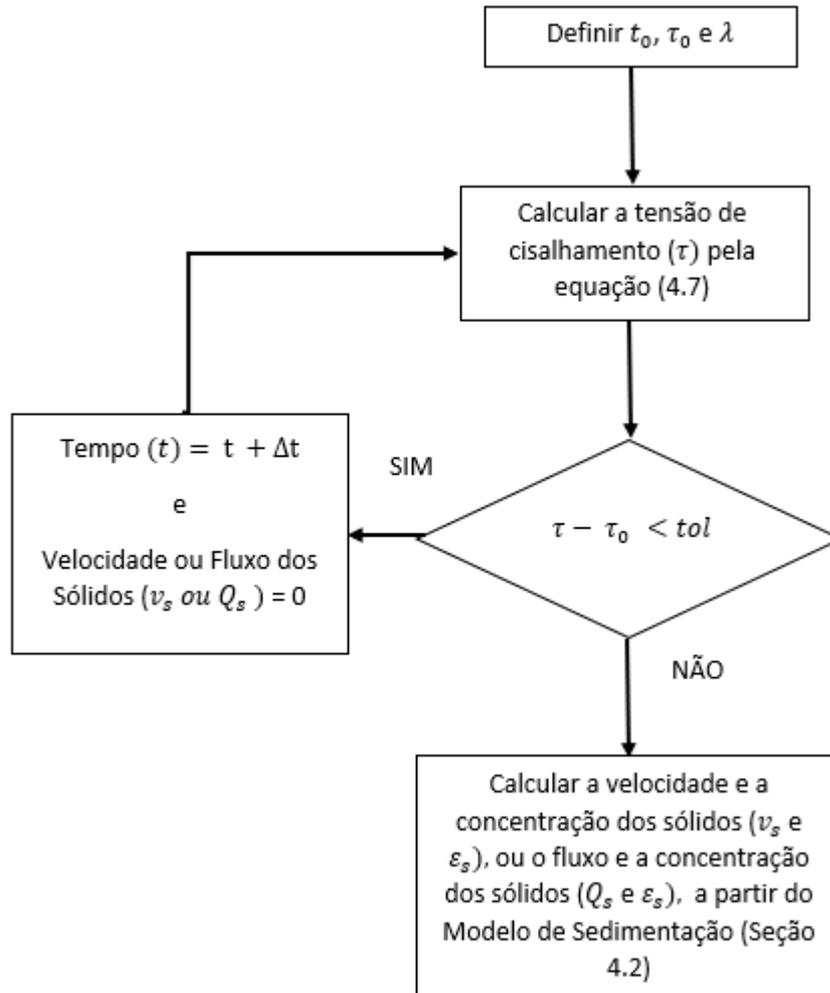


Figura 4.2. Diagrama esquemático do modelo.

Esse esquema se repete para cada instante de tempo até que a tensão de cisalhamento tenha se igualado ou ultrapassado a tensão limite de escoamento. A partir desse instante, o modelo de sedimentação é acionado.

4.2 Modelo de Sedimentação Não Isotérmico

Este trabalho propõe dois modelos de sedimentação: um em que se calcula a velocidade de sedimentação (v_s) e se utiliza um esquema de interpolação mais simples (Modelo 1) e outro em que se calcula o fluxo de sólidos (Q_s) e se utiliza um esquema de interpolação mais complexo (Modelo 2).

Ambos os modelos empregados para analisar a dinâmica de sedimentação de sólidos em fluido de perfuração consistem em um sistema de equações diferenciais parciais (EDPs), constituído pelas equações de conservação de massa e de movimento, bem como por equações constitutivas que descrevem a pressão de sólidos, a permeabilidade do meio, a função de

esfericidade e a força resistiva. A influência da temperatura na sedimentação se reflete na mudança de viscosidade do fluido de perfuração. As equações constitutivas que descrevem o efeito da temperatura no comportamento reológico do fluido são apresentadas na seção 4.2.1.7.

Considerando escoamento unidimensional na direção z e que a densidade dos sólidos (ρ_s) é constante, as equações da continuidade e do movimento para a fase sólida são apresentadas nas Equações 4.8 e 4.9, respectivamente.

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_s v_s)}{\partial z} = 0 \quad (4.8)$$

$$\rho_s \frac{\partial(\varepsilon_s v_s)}{\partial t} + \rho_s \frac{\partial(\varepsilon_s v_s v_s)}{\partial z} = - \frac{\partial P_s}{\partial z} + m + \varepsilon_s (\rho_s - \rho_F)g \quad (4.9)$$

em que ε_s é a fração (ou concentração) volumétrica de sólidos, v_s é a velocidade de sólidos, P_s é a pressão dos sólidos – que conforme D'Ávila e Sampaio (1977, apud DAMASCENO, 1992 e AROUCA, 2007) é função apenas da concentração volumétrica de sólidos, $P_s(\varepsilon_s) - m$ é a força resistiva, ρ_F é a densidade do fluido, g é a aceleração da gravidade, t é o tempo e z a posição axial na coluna.

De acordo com Damasceno (1992) e Burger e Concha (1998) os termos de aceleração local e transporte convectivo de quantidade de movimento presentes na Equação 4.9 podem ser desconsiderados, uma vez que são desprezíveis para escoamentos lentos como é o caso da sedimentação de sólidos em fluidos com elevada viscosidade.

$$\frac{\partial(\varepsilon_s v_s)}{\partial t} + \frac{\partial(\varepsilon_s v_s v_s)}{\partial z} \cong 0 \quad (4.10)$$

Sendo assim, pode-se reescrever a Equação 4.9, de forma a isolar o termo de força resistiva:

$$m = - \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_F)g - \frac{\partial P_s}{\partial z} \right] \quad (4.11)$$

4.2.1 Equações constitutivas

A Equação 4.11 não leva em consideração algumas propriedades das fases sólida e líquida da mistura, sendo assim faz-se necessária a utilização de equações constitutivas para a representar a força resistiva, pressão nos sólidos, permeabilidade do meio e esfericidade.

4.2.1.1 Força resistiva

No modelo composto pela equação da continuidade (Equação 4.8) e do movimento (Equação 4.11), a força resistiva descreve a força de interação sólido-fluido. Telles e Massarani

(1979) definiram a força resistiva envolvendo fluidos não newtonianos por meio de ferramentas de análise dimensional. Na Equação 4.12, a força resistiva é apresentada para o escoamento unidimensional.

$$m = \frac{1}{K} \frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c} \left[1 + c \frac{\rho_F \sqrt{K} \|\dot{q}\|}{\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}} + c_1 \frac{\sigma_1(\dot{\gamma}_c)}{\tau(\dot{\gamma}_c)} + c_2 \frac{\sigma_2(\dot{\gamma}_c)}{\tau(\dot{\gamma}_c)} \right] \dot{q} \quad (4.12)$$

sendo K a permeabilidade, c , c_1 , c_2 são fatores geométricos, ρ_F a densidade do fluido e \dot{q} a velocidade superficial da fase fluida relativa a um referencial fixo da matriz porosa. Já as funções materiais são dependentes da taxa de cisalhamento característica ($\dot{\gamma}_c$), $\tau(\dot{\gamma}_c)$ representa tensões cisalhantes, enquanto $\sigma_1(\dot{\gamma}_c)$ e $\sigma_2(\dot{\gamma}_c)$ representam as tensões normais (BIRD et al., 2002):

$$\tau(\dot{\gamma}_c) = \tau_{12} = \tau_{21} = \eta \dot{\gamma}_c \quad (4.13)$$

$$\sigma_1(\dot{\gamma}_c) = \tau_{11} - \tau_{22} = \psi_1(\dot{\gamma}_c)^2 \quad (4.14)$$

$$\sigma_2(\dot{\gamma}_c) = \tau_{22} - \tau_{33} = \psi_2(\dot{\gamma}_c)^2 \quad (4.15)$$

em que η é a viscosidade aparente do fluido, ψ_1 é o primeiro coeficiente de tensão normal e ψ_2 é o segundo coeficiente de tensão normal.

Observando-se a Equação 4.12, verifica-se a presença de efeitos inerciais dado pelo número de Reynolds (Equação 4.16) e de efeitos de tensões normais, pelo número de Deborah (Equação 4.17).

$$Re = c \frac{\rho_l \sqrt{K} \|\dot{q}\|}{\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}} \quad (4.16)$$

$$De_i = c_i \frac{\sigma_i(\dot{\gamma}_c)}{\tau(\dot{\gamma}_c)}, \quad i = 1, 2. \quad (4.17)$$

Como na sedimentação em fluidos de perfuração os efeitos viscosos são altos, a taxa de cisalhamento e a velocidade de sedimentação são baixas, portanto, é aceitável admitir que o escoamento é suficientemente lento de maneira que o número de Reynolds é muito menor do a unidade ($Re \ll 1$), sendo assim os termos associados aos números de Reynolds e de Deborah podem ser desconsiderados para a simplificação do modelo. Os limites das funções quando a taxa de cisalhamento tende a zero fornecem as Equações 4.18 e 4.19 (TELLES e MASSARANI, 1979). Substituindo-se essas simplificações na Equação 4.12, a Equação 4.20 é obtida.

$$\lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c} = \eta \quad (4.18)$$

$$\lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \frac{\sigma_i(\dot{\gamma}_c)}{\tau(\dot{\gamma}_c)} = 0 \quad (4.19)$$

$$m = \frac{1}{K} \frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c} q \quad (4.20)$$

No modelo apresentado por Telles e Massarani (1979), o termo $\eta(\dot{\gamma}_c)$ da Equação 4.20 representa a viscosidade aparente do líquido. Porém como as partículas sólidas presentes em suspensão cisalham o próprio meio contínuo, $\eta(\dot{\gamma}_c)$ foi substituído por $\eta_l(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)$, que é uma função completamente teórica que representa a viscosidade da fase líquida na presença de sólidos. Assumindo a suspensão como fluido visco-linear monofásico, pode-se considerar que a viscosidade global da suspensão, $\eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)$, é igual à viscosidade representada por uma regra de mistura, $\eta_{mix}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)$, (BURGER, 2000):

$$\eta_{mix}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) = \eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) = \eta_l(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) + \eta_s(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) \quad (4.21)$$

Na Equação 4.21, $\eta_s(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)$ é uma função teórica que representa a densidade dos sólidos. Entretanto, $\eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)$ é a viscosidade de uma suspensão homogênea com concentração volumétrica de sólidos, ε_s . Sendo assim, seu valor pode ser definido experimentalmente. A grandeza $\eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)$ pode ser obtida por meio das curvas de escoamento apresentadas no Capítulo 3, conforme pode ser visto na Figura 3.1 (fluido olefínico sintético) e na Figura 3.2 (fluido Br-Mul).

Levando-se em consideração as hipóteses apresentadas, a viscosidade da fase líquida devido ao cisalhamento proporcionado pela presença de sólidos é apresentada na Equação 4.22, conforme proposto por Bürguer (2000).

$$\eta_l(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) = \eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) - \frac{\rho_s \varepsilon_s}{\rho_{susp}} \eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) \quad (4.22)$$

em que

$$\frac{\rho_s \varepsilon_s}{\rho_{susp}} \eta_{susp}(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) = \eta_s(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s) \quad (4.23)$$

Aplicando a mesma regra em termos da tensão cisalhante e da taxa de cisalhamento tem-se:

$$\left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)}{\dot{\gamma}_c}\right)_l = \left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_s)}{\dot{\gamma}_c}\right)_{susp} \left(1 - \frac{\rho_s \varepsilon_s}{\rho_{susp}}\right) \quad (4.24)$$

Como as propriedades reológicas dos fluidos foram medidas na condição de concentração inicial de sólidos (ε_{s0}), pode-se substituir esse valor na Equação 4.24:

$$\left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c, \varepsilon_{s0})}{\dot{\gamma}_c}\right)_l = \left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}\right)_{susp} \left(1 - \frac{\rho_s \varepsilon_{s0}}{\rho_{susp}}\right) \quad (4.25)$$

A Equação 4.25 apresenta uma relação entre as viscosidades aparentes da suspensão e da fase líquida. Sendo assim, substituindo a Equação 4.25 na Equação 4.20, obtém-se a seguinte equação para força resistiva:

$$m = \frac{1}{K} \left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}\right)_{susp} \left(1 - \frac{\rho_s \varepsilon_{s0}}{\rho_{susp}}\right) \dot{q} \quad (4.26)$$

em que:

$$\dot{q} = \varepsilon_f U_z = (1 - \varepsilon_s) U_z \quad (4.27)$$

$$U_z = v_l - v_s \quad (4.28)$$

onde U_z é a velocidade relativa da mistura sólido-líquido, v_l e v_s são as velocidades da fase líquida e da fase sólida, respectivamente. Substituindo as Equações 4.27 e 4.28 na Equação 4.26 tem-se:

$$m = \frac{1}{K} \left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}\right)_{susp} \left(1 - \frac{\rho_s \varepsilon_{s0}}{\rho_{susp}}\right) (1 - \varepsilon_s) (v_l - v_s) \quad (4.29)$$

Substituindo agora a força resistiva representada pela Equação 4.29 na equação do movimento (Equação 4.11) chega-se a:

$$(v_l - v_s) = - \frac{K}{(1 - \varepsilon_s) (\tau(\dot{\gamma}_c) / \dot{\gamma}_c)_{susp}} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}}\right) \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{\partial P_s}{\partial z} \right] \quad (4.30)$$

Pela Equação 4.30 observa-se que a determinação da velocidade dos sólidos requer a especificação da velocidade da fase líquida, que pode ser determinada utilizando as equações

da continuidade e do movimento para fase líquida. Porém, este procedimento dificulta a resolução do problema, uma vez que o modelo se torna demasiadamente complexo.

Como alternativa, combinam-se as equações da continuidade para as fases sólida e líquida. Considerando que ambas as fases são incompressíveis, a Equação 4.31 é obtida:

$$\frac{\partial[\varepsilon_s + (1 - \varepsilon_s)]}{\partial t} + \frac{\partial[\varepsilon_s v_s + (1 - \varepsilon_s)v_l]}{\partial z} = 0 \quad (4.31)$$

Integrando a Equação 4.31, o seguinte resultado é obtido:

$$\varepsilon_s v_s + (1 - \varepsilon_s)v_l = q(t) \quad (4.32)$$

em que $q(t)$ é a velocidade superficial total da mistura (ou constante de integração).

D'Ávila (1978) apresentou uma relação entre as velocidades dos sólidos e do líquido denominada de restrição cinemática. Esta relação parte do princípio de que na base e no topo da coluna não há fluxo de sólidos ou líquido, ou seja, as respectivas velocidades são nulas em $z = 0$ e $z = L$. As Equações 4.31 e 4.32 mostram que a velocidade superficial total da mistura não depende da posição, sendo assim a restrição cinemática é válida para todas as posições da coluna de sedimentação. Portanto, pode-se escrever, sem perda de generalidade, para qualquer posição da coluna a seguinte expressão:

$$v_l = -\frac{\varepsilon_s v_s}{(1 - \varepsilon_s)} \quad (4.33)$$

Substituindo-se a restrição cinemática na Equação 4.30, a equação para a velocidade de sólidos é obtida:

$$v_s = \frac{K}{(\tau(\dot{\gamma}_c)/\dot{\gamma}_c)_{susp}} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l)g - \frac{\partial P_s}{\partial z} \right] \quad (4.34)$$

Introduzida a força resistiva na equação de quantidade de momento, as equações constitutivas para a pressão de sólidos, permeabilidade, taxa de cisalhamento característica, além da função de esfericidade e do modelo reológico não-isotérmico do fluido devem ser especificadas.

4.2.1.2 Pressão nos sólidos

Nas zonas de sedimentação em que as interações sólido-sólido são significativas, como a zona de formação de sedimento e, em alguns casos, zonas de sedimentação livre e de transição,

no caso de suspensões concentradas, é necessário a utilização de uma equação constitutiva para descrever a pressão dos sólidos.

Neste trabalho utilizou-se a Equação 4.35, proposta por Rocha (2018), para descrever essa propriedade. Esta equação é uma reparametrização da equação proposta por Tiller e Leu (1980), dada pela Equação 4.36. Segundo Rocha (2018), o tipo de reparametrização aplicada é equivalente à forma funcional aplicada na equação de Arrhenius, bastante disseminada na área de cinética química, e tem o intuito de minimizar a correlação entre parâmetros.

$$P_s = P_{sref} \exp \left[-\beta \left(\frac{1}{\varepsilon_s} - \frac{1}{\varepsilon_{sref}} \right) \right] \quad (4.35)$$

$$P_s = P_{sa} \exp(\beta \varepsilon_s) \quad (4.36)$$

em que P_{sa} e β são parâmetros a serem estimados, P_{sref} é a pressão dos sólidos em uma concentração de referência (ε_{sref}) e que pode ser relacionada com a Equação 4.36 da seguinte forma (Rocha, 2018):

$$P_{sref} = P_{sa} \exp \left(-\frac{\beta}{\varepsilon_{sref}} \right) \quad (4.37)$$

4.2.1.3 Permeabilidade do meio

Neste trabalho, a permeabilidade do meio poroso foi representada pela Equação 4.38 proposta por Kozeny (1927) e Carman (1937), onde a permeabilidade é função da concentração volumétrica de sólidos (ε_s) e do diâmetro médio das partículas (d_p).

$$K = \frac{(\phi d_p)^2 (1 - \varepsilon_s)^3}{36B \varepsilon_s^2} \quad (4.38)$$

em que ϕ é a esfericidade da partícula e B é uma constante adimensional característica do meio poroso denominada fator estrutural.

4.2.1.4 Taxa de cisalhamento característica

A taxa de cisalhamento característica é uma grandeza cinemática dependente da velocidade, do tamanho e da forma das partículas, ou seja, de sua geometria. Dessa forma, Massarani e Telles (1978) descreveram a taxa de cisalhamento característica (Equação 4.39) para escoamento de fluidos não newtonianos envolvendo partículas sólidas.

$$\dot{\gamma}_c = \frac{\|U\|}{d_p} \theta(\phi) \quad (4.39)$$

sendo, d_p o diâmetro médio das partículas, θ uma função da esfericidade ϕ e \mathbf{U} o vetor da velocidade relativa fluido-partícula:

$$\|\mathbf{U}\| = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2} \quad (4.40)$$

No caso de um escoamento unidimensional, a norma do vetor de velocidade relativa fluido-partícula (Equação 4.40) se torna:

$$\|\mathbf{U}\| = \sqrt{U_z^2} \quad (4.41)$$

Utilizando a restrição cinemática (Equação 4.33), esta equação pode ser reescrita como função somente da velocidade e da concentração da fase sólida:

$$U_z = -\frac{v_s}{(1 - \varepsilon_s)} \quad (4.42)$$

Substituindo as Equações 4.41 e 4.42 na Equação 4.39, a forma final para a taxa de cisalhamento característica é obtida:

$$\dot{\gamma}_c = \frac{v_s}{(1 - \varepsilon_s)} \frac{\theta(\phi)}{d_p} \quad (4.43)$$

4.2.1.5 Função de esfericidade

Outro efeito que deve ser levado em consideração nos modelos de sedimentação é a forma das partículas. A função da esfericidade, $\theta(\phi)$, proposta por Laruccia (1990) e representada na Equação 4.44 foi empregada. Cabe salientar que esta correlação foi obtida por meio de experimentos em diferentes fluidos não newtonianos com partículas de variadas formas, sendo válida para a faixa de esfericidade, ϕ , de 0,5 a 1.

$$\theta(\phi) = -3,45\phi^2 + 5,25\phi - 1,41 \quad (4.44)$$

4.2.1.6 Modelo reológico isotérmico

Para caracterização completa do sistema é necessário ainda descrever o comportamento reológico do fluido. Neste trabalho, admitiu-se que após a tensão limite de escoamento ter sido ultrapassada (ver seção 4.1), o fluido passa a ter comportamento pseudoplástico e pode ser satisfatoriamente previsto pelo modelo *power law*, também conhecido como modelo de potência de Ostwald (1925) e de Waele (1923). O modelo de lei de potência é apresentado na Equação 4.45:

$$\tau(\dot{\gamma}_c) = M(\dot{\gamma}_c)^{n-1}\dot{\gamma}_c \quad (4.45)$$

ou ainda:

$$\left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}\right) = M(\dot{\gamma}_c)^{n-1} \quad (4.46)$$

em que M e n são os índices de consistência e de comportamento do fluido, respectivamente.

De acordo com Machado (2002) este é o modelo mais simples para descrever comportamentos pseudoplásticos, quando o índice de comportamento é menor do que um ($n < 1$) e dilatantes, quando o índice de comportamento é maior do que um ($n > 1$).

Substituindo a taxa de cisalhamento característica (Equação 4.43) no modelo reológico tem-se:

$$\left(\frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c}\right) = M \left(\frac{v_s}{(1 - \varepsilon_s)} \frac{\theta(\phi)}{d_p} \right)^{n-1} \quad (4.47)$$

A título de comparação, o modelo Herschel-Bulkley (Equação 4.48) também foi utilizado nas análises dos dados reológicos de um fluido olefínico em diversas temperaturas. Este modelo se diferencia do modelo de potência pela presença da tensão limite de escoamento, τ_0 , que indica a tensão a partir da qual se inicia o escoamento.

$$\tau(\dot{\gamma}_c) = \tau_0 + M(\dot{\gamma}_c)^{n-1}\dot{\gamma}_c \quad (4.48)$$

4.2.1.7 Modelo reológico não isotérmico

Este trabalho adotou a hipótese de que a temperatura influencia apenas a reologia do fluido. O efeito da temperatura é incorporado na reologia do fluido a partir de um fator de correção do tipo Arrhenius, dado pela Equação 4.50, e seu desempenho foi comparado com o do modelo WLF, representado na Equação 4.51, que também utiliza um fator de correção. Segundo Bird et al. (2002), a forma funcional de Arrhenius descreve satisfatoriamente o comportamento de soluções poliméricas de baixa massa molar, emulsões e suspensões, como é o caso da sedimentação.

$$\eta(T) = \eta_{ref} \exp(a_T) \quad (4.49)$$

em que,

$$a_T = -\frac{\Delta\tilde{H}}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{ref}} \right) \quad (4.50)$$

$$a_T = \frac{-c_1 (T - T_{ref})}{c_2 + (T - T_{ref})} \quad (4.51)$$

$$\eta_{ref} = \eta_0 \exp \left[-\frac{\Delta\tilde{H}}{RT_{ref}} \right] \quad (4.52)$$

As Equações 4.49, 4.50, 4.51 e 4.52 relacionam a viscosidade aparente do fluido (η) com a Temperatura (T). Nestas equações, η_{ref} representa a viscosidade aparente na temperatura de referência (T_{ref}), η_0 é a viscosidade aparente a baixas taxas de cisalhamento, $\Delta\tilde{H}$, a energia associada ao escoamento e R , a constante dos gases.

Lembrando que para o modelo lei de potência, a viscosidade aparente é dada por:

$$\eta(\dot{\gamma}_c) = \frac{\tau(\dot{\gamma}_c)}{\dot{\gamma}_c} = M(\dot{\gamma}_c)^{n-1} \quad (4.53)$$

As Equações 4.49 e 4.53 descrevem a viscosidade aparente em função da temperatura, $\eta(T)$, e da taxa de cisalhamento, $\eta(\dot{\gamma}_c)$. Uma das formas de obter a viscosidade aparente em função destas duas variáveis, ($\eta(\dot{\gamma}_c, T)$), é multiplicar as duas equações anteriores. Portanto, chega-se a:

$$\eta(\dot{\gamma}_c, T) = [M(\dot{\gamma}_c)^{n-1}] [\eta_{ref} \exp(a_T)] \quad (4.54)$$

Assim, chega-se na forma final utilizando o modelo de potência para a viscosidade dependente da temperatura e da taxa de cisalhamento:

$$\eta(\dot{\gamma}_c, T) = M' \exp(a_T) (\dot{\gamma}_c)^{n-1} \quad (4.55)$$

De forma análoga para o modelo Hershel Bulkley tem-se:

$$\eta(\dot{\gamma}_c, T) = \tau'_0 + M' \exp(a_T) (\dot{\gamma}_c)^{n-1} \quad (4.56)$$

em que M' e τ'_0 são parâmetros dos modelos a serem estimados.

4.3 Conjunto de Equações dos Modelos de Sedimentação

Uma vez que todas as equações constitutivas foram definidas, pode-se reescrever o modelo em sua forma final. Neste trabalho foram propostos dois modelos de sedimentação, um no qual se calcula a velocidade dos sólidos, Modelo 1, e outro no qual se calcula o fluxo dos sólidos, Modelo 2.

Assim, enquanto $\tau < \tau_0$, a velocidade de sedimentação é nula e a tensão de cisalhamento é calculada conforme a Equação 4.7, reapresentada novamente aqui, para ambos os modelos:

$$\tau(t) = \tau_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\lambda}}\right) \quad (4.7)$$

4.3.1 Modelo 1

A partir do momento em que a tensão se iguala à tensão limite de escoamento tem-se o modelo de sedimentação. A equação da continuidade continua na forma original:

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} + \frac{\partial (\varepsilon_s v_s)}{\partial z} = 0 \quad (4.8)$$

Já a equação da velocidade dos sólidos, Equação 4.34, é modificada pela introdução do modelo reológico não isotérmico:

$$v_s = \left\{ \frac{K}{M' \exp(a_T)(1 - \varepsilon_s)^{1-n}} \left[\frac{d_p}{\theta(\phi)} \right]^{n-1} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{dP_s}{dz} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.57)$$

De acordo com D'Ávila e Sampaio (1977, apud DAMASCENO, 1992 e AROUCA, 2007) a pressão de sólidos é função apenas da concentração volumétrica de sólidos, $P_s(\varepsilon_s)$. Como a concentração é função do tempo e da posição, $\varepsilon_s = \varepsilon_s(t, z)$, aplicando a regra da cadeia tem-se:

$$-\frac{\partial P_s}{\partial z} = -\frac{dP_s}{d\varepsilon_s} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \quad (4.58)$$

Substituindo a Equação 4.58 na Equação 4.57 obtém-se:

$$v_s = \left\{ \frac{K}{M' \exp(a_T)(1 - \varepsilon_s)^{1-n}} \left[\frac{d_p}{\theta(\phi)} \right]^{n-1} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{dP_s}{d\varepsilon_s} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.59)$$

em que a função da esfericidade, $\theta(\phi)$, é dada pela Equação 4.44, a permeabilidade do meio poroso pela Equação 4.38 e o gradiente de pressão é obtido aplicando-se a derivada na Equação 4.35 de pressão dos sólidos:

$$\frac{dP_s}{d\varepsilon_s} = \frac{P_{sref}\beta}{\varepsilon_s^2} \exp\left[-\beta\left(\frac{1}{\varepsilon_s} - \frac{1}{\varepsilon_{sref}}\right)\right] = \frac{A}{\varepsilon_s^2} \exp\left[-\beta\left(\frac{1}{\varepsilon_s} - \frac{1}{\varepsilon_{sref}}\right)\right] \quad (4.60)$$

4.3.2 Modelo 2

De modo a garantir a continuidade do fluxo de sólidos ao longo da coluna, é conveniente reescrever a equação da continuidade, Equação 4.8, em função do fluxo, definido como $Q_s = \varepsilon_s v_s$:

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} + \frac{\partial (Q_s)}{\partial z} = 0 \quad (4.61)$$

Já a equação da velocidade dos sólidos, Equação 4.34, é multiplicada pela concentração volumétrica de sólidos para obter o fluxo de sólidos. Com a introdução do modelo reológico não isotérmico, a Equação 4.34 pode ser reescrita como:

$$Q_s = \left\{ \frac{K \varepsilon_s^n}{M' \exp(a_T)(1 - \varepsilon_s)^{1-n}} \left[\frac{d_p}{\theta(\phi)} \right]^{n-1} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{dP_s}{dz} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.62)$$

em que a função da esfericidade, $\theta(\phi)$, é dada pela Equação 4.44, a permeabilidade do meio poroso pela Equação 4.38 e a pressão de sólidos pela Equação 4.35.

Com o intuito de escrever o fluxo de sólidos em uma forma compacta, define-se Γ como o coeficiente de fluxo de sólidos:

$$\Gamma = \frac{K \varepsilon_s^n}{M' \exp(a_T)(1 - \varepsilon_s)^{1-n}} \left[\frac{d_p}{\theta(\phi)} \right]^{n-1} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \quad (4.63)$$

Assim, a Equação 4.62 pode ser reescrita como:

$$Q_s = \left\{ \Gamma \left[\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{dP_s}{dz} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.64)$$

Pode-se ainda definir a pressão dos sólidos modificada, considerando que quando a velocidade dos sólidos é nula ($v_s = 0$), o fluxo de sólidos também é ($Q_s = 0$). Assim, como o coeficiente de sólidos não pode ser zero ($\Gamma \neq 0$), tem-se:

$$\varepsilon_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{dP_{se}}{dz} = 0 \quad (4.65)$$

$$\frac{dP_{se}}{dz} = \varepsilon_s (\rho_s - \rho_l)g \quad (4.66)$$

A Equação 4.66 representa a pressão dos sólidos estática, P_{se} . Portanto, pode-se então escrever a pressão de sólidos, P_s , com auxílio de uma pressão modificada, \mathcal{P}_s :

$$P_s = P_{se} + \mathcal{P}_s \quad (4.67)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{dP_{se}}{dz} + \frac{d\mathcal{P}_s}{dz} \quad (4.68)$$

Substituindo a Equação 4.66 na Equação 4.68 tem-se:

$$\frac{dP_s}{dz} = \varepsilon_s (\rho_s - \rho_l)g + \frac{d\mathcal{P}_s}{dz} \quad (4.69)$$

$$-\frac{d\mathcal{P}_s}{dz} = \varepsilon_s (\rho_s - \rho_l)g - \frac{dP_s}{dz} \quad (4.70)$$

Substituindo a pressão modificada na Equação 4.64, obtém-se:

$$Q_s = \left\{ \Gamma \left[-\frac{d\mathcal{P}_s}{dz} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.71)$$

Os sistemas de equações para ambos os modelos são válidos no domínio $0 \leq t \leq t_f$ e $0 \leq z \leq L_0$, sendo t_f o tempo final do processo de sedimentação e L_0 a altura da suspensão. As seguintes condições iniciais e de contorno são válidas:

$$\text{C.I.:} \quad \varepsilon_s(z, t = 0) = \varepsilon_{s0}, \quad (4.72)$$

$$\text{C.C.I:} \quad Q_s = \varepsilon_s v_s(z = 0, t) = 0 \quad (4.73)$$

$$\text{C.C.II:} \quad Q_s = \varepsilon_s v_s(z = L_0, t) = 0 \quad (4.74)$$

As condições de contorno indicam que o fluxo de sólidos é nulo na base e no topo da coluna, enquanto a condição inicial indica que no tempo inicial a coluna possui concentração homogênea de sólidos e igual a concentração inicial.

4.4 Adimensionalização do Modelo

Em ambos os modelos as variáveis apresentam diferentes ordens de grandeza, assim é interessante que sejam adimensionalizadas para facilitar a resolução numérica. Portanto, as seguintes variáveis adimensionais são definidas:

$$\xi = \frac{t}{t_f}; z^* = \frac{z}{L_0}; \Theta_s = \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s0}}; u_s = \frac{v_s}{v_{s0}}; S = \frac{v_{s0} t_f}{L_0} \quad (4.75)$$

em que v_{s0} é a velocidade terminal de uma partícula isolada conhecida como velocidade de Stokes (STOKES, 1850):

$$v_{s0} = \frac{d_p^2 (\rho_s - \rho_l) g}{18 \eta_{susp} (\dot{\gamma}_c)} \quad (4.76)$$

Efetuada-se a mudança de variáveis nos modelos obtém-se:

4.4.1 Modelo 1

$$\frac{\partial(\Theta_s)}{\partial \xi} + S \frac{\partial(\Theta_s u_s)}{\partial z^*} = 0 \quad (4.77)$$

$$u_s = \frac{1}{v_{s0}} \left\{ \frac{K}{M(1 - \varepsilon_{s0} \Theta_s)^{1-n}} \left[\frac{d_p}{\theta(\phi)} \right]^{n-1} \left(\frac{\rho_{susp}}{\rho_{susp} - \rho_s \varepsilon_{s0}} \right) \left[\varepsilon_{s0} \Theta_s (\rho_s - \rho_l) g - \frac{1}{L_0} \frac{dP_s}{d\varepsilon_s} \frac{\partial \Theta_s}{\partial z^*} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.78)$$

4.4.2 Modelo 2

$$\frac{\partial \Theta_s}{\partial \xi} + S \frac{\partial Q_s^*}{\partial z^*} = 0 \quad (4.79)$$

em que (Q_s^*) é o fluxo de sólidos adimensional ($Q_s^* = \Theta_s u_s$). A mudança de variáveis é feita de forma análoga na equação do movimento.

Os conjuntos de equações de ambos os modelos estão sujeitos às condições inicial e de contorno apresentadas a seguir:

$$\text{C.I.:} \quad \Theta_s(z^*, \xi = 0) = 1 \quad (4.80)$$

$$\text{C.C.I:} \quad Q_s^* = \Theta_s u_s(z^* = 0, \xi) = 0 \quad (4.81)$$

$$\text{C.C.II:} \quad Q_s^* = \Theta_s u_s(z^* = 1, \xi) = 0 \quad (4.82)$$

Os conjuntos de equações apresentados nos dois modelos não possuem solução exata, portanto, técnicas numéricas devem ser empregadas para suas resoluções. Nessa abordagem, variável espacial z^* foi discretizada pelo Método dos Volumes Finitos.

4.5 Discretização do Modelo pela Técnica de Volumes Finitos

O modelo de sedimentação apresentado neste trabalho exibe comportamento hiperbólico–parabólico, apresentando características parabólicas nas zonas de transição e compressão, onde os gradientes de pressão de sólidos são significativos, e característica hiperbólica nas zonas de sedimentação livre e de clarificado, onde a pressão de sólidos deixa de ser significativa. Neste cenário, este trabalho utiliza o método dos volumes finitos para discretizar a variável espacial z , assim como foi proposto por Rocha (2018).

Segundo Maliska (2014) o método dos volumes finitos possui significado físico e aplica a equação diferencial de conservação a subdomínios de uma malha, empregando a integração da equação em cada um dos volumes. Portanto, este método garante a conservação da propriedade analisada. Além disso, de acordo com Eymard, Gallouët e Herbin (2000), o método dos volumes finitos é apropriado para leis de conservação que apresentam caráter hiperbólico, parabólico ou elíptico, como a equação do movimento.

Para aplicar o método, primeiramente é necessário efetuar uma subdivisão no domínio da solução, dividindo este em um número finito de volumes de controle (VC) menores. Assim, gera-se uma malha que define a fronteira dos volumes de controle (FERZIGER e PERIC, 2002). Em seguida, atribui-se um nó ao centro de cada um dos volumes, em que a propriedade de interesse deve ser calculada a partir da integração das equações de conservação em cada um dos volumes. Deve-se salientar que para garantir a característica de conservação da propriedade, a face de dois volumes subjacentes deve ser única e comum aos dois, ou seja, não pode haver sobreposição dos volumes (FERZIGER e PÈRIC, 2002).

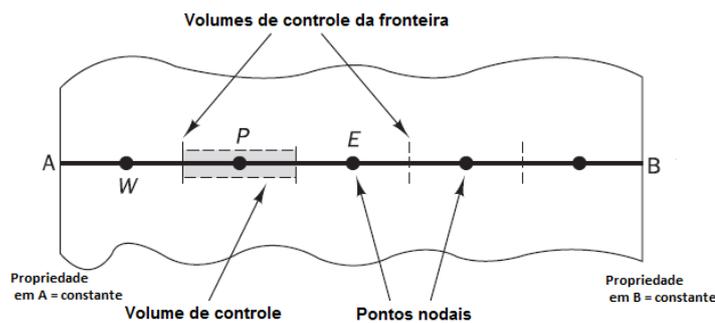


Figura 4.3. Malha discretizada unidimensional (Adaptado de VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007).

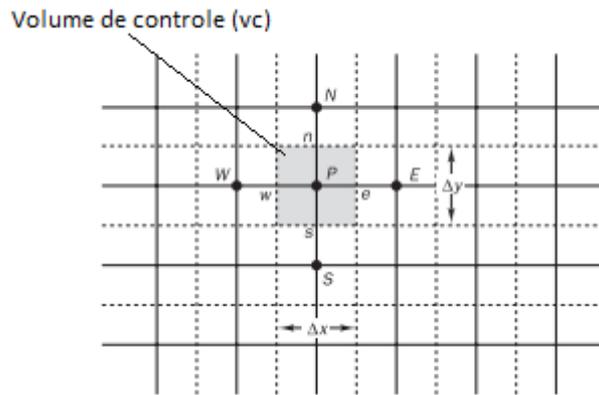


Figura 4.4. Malha discretizada bidimensional (Adaptado de VERSTEEG e MALALASEKERA, 2007).

4.5.1 Aplicação do método dos volumes finitos no modelo não isotérmico de sedimentação

Como descrito anteriormente, a aplicação do método consiste primeiramente em gerar a malha a partir da subdivisão do domínio da solução em um número definido de volumes de controle. Em seguida, atribuiu-se os pontos nodais no centro de cada um dos volumes. Adicionalmente, é necessário adequar a malha às condições de contorno. Geralmente, os problemas de sedimentação em batelada apresentam como condições de contorno o fluxo nulo nas fronteiras do sistema (Rocha, 2018). Sendo assim, como apontado por Pinto e Lage (2001), é interessante que a face do volume constitua uma fronteira do sistema. A adequação da malha às condições de contorno é apresentada na Figura 4.5, onde um nó central genérico é chamado de P , W é o ponto central a montante (a esquerda) de P e E é o ponto central a jusante (direita) de P , enquanto w e e representam respectivamente as faces a montante e a jusante do ponto P e Δz^* é a distância entre dois pontos nodais:

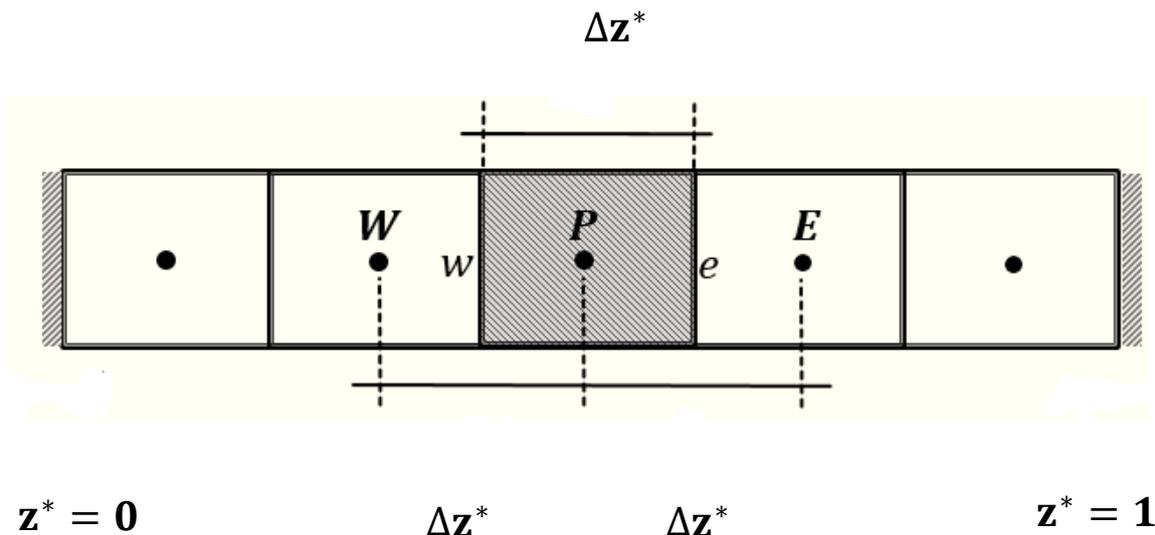


Figura 4.5. Discretização e adequação da malha utilizando o método dos volumes finitos (Adaptado de ROCHA, 2018).

Uma vez que a malha foi definida, é necessário integrar a lei de conservação ao longo de um volume de controle para que se possa gerar a correspondente equação na forma discreta no ponto P . Considerando um processo unidimensional, como é o caso da sedimentação, a integração é realizada entre as faces w e e do volume de controle:

$$\int_w^e dz^* \quad (4.83)$$

4.5.1.1 Modelo 1

Aplicando o operador da Equação 4.83 na equação da continuidade (Equação 4.77) do Modelo 1 tem-se:

$$\int_w^e \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} dz^* + \int_w^e S \frac{\partial \theta_s u_s}{\partial z^*} dz^* = 0 \quad (4.84)$$

A Equação 4.84 é aplicada a cada um dos volumes de controle e, da mesma forma, ao domínio da solução como um todo. A soma das equações em todos os volumes gera a equação global, uma vez que as integrais ao longo das faces dos volumes se cancelam, devido à continuidade dos fluxos. No caso da sedimentação, a equação global estabelece que a massa de sólidos no sistema deve permanecer constante. Portanto, essa é uma das principais vantagens do método (ROCHA, 2018).

Este trabalho utilizou o Método das Linhas com discretização por Volumes Finitos (PINTO E LAGE, 2001), que consiste em resolver a integração apenas na variável espacial. Portanto a EDP (equação diferencial parcial) se reduz a um conjunto de EDOs (equação diferencial ordinária) e pode ser resolvido por métodos numéricos de PVI (problema de valor inicial).

Já a derivada da variável temporal foi aproximada utilizando o Teorema do Valor Médio. Este teorema fornece uma aproximação precisa e simples, substituindo a integral pelo produto do valor médio da propriedade com o tamanho do volume de controle. Esse valor médio é aproximado pelo valor da propriedade no ponto central P :

$$\int_w^e \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} dz^* = \frac{\partial \bar{\theta}_s}{\partial \xi} \int_w^e dz^* \cong \frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} \Delta z^* \quad (4.85)$$

em que $\bar{\theta}_s$ é a concentração média de sólidos, equivalente à concentração no ponto P (θ_{sP}).

Substituindo a Equação 4.85 na Equação 4.84 tem-se a equação na forma discreta para um volume de controle genérico:

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} + S \left[\frac{(\theta_s u_s)_e - (\theta_s u_s)_w}{\Delta z^*} \right] = 0 \quad (4.86)$$

em que θ_{sP} é a concentração adimensional no ponto P , enquanto $(\theta_s u_s)_e$ e $(\theta_s u_s)_w$ são respectivamente a concentração e a velocidade dos sólidos adimensionais nas face e e w do volume de controle.

Nas extremidades da coluna, no entanto, é necessário aplicar as condições de contorno:

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} + S \left[\frac{(\theta_s u_s)_e}{\Delta z^*} \right] = 0; \text{ em } z^* = 0 \quad (4.87)$$

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} - S \left[\frac{(\theta_s u_s)_w}{\Delta z^*} \right] = 0; \text{ em } z^* = 1 \quad (4.88)$$

Em seguida, faz-se necessário utilizar um esquema de interpolação para determinar o fluxo de sólidos nas faces e e w . Um possível esquema de interpolação pode ser empregado a partir da aproximação do fluxo ou da concentração de sólidos na face pelo seu valor no centro do volume a jusante (ROCHA, 2018):

$$(\theta_s u_s)_e = (\theta_s u_s)_E \quad (4.89)$$

$$(\theta_s u_s)_w = (\theta_s u_s)_P \quad (4.90)$$

Aplicando essa interpolação nas Equações 4.86, 4.87 e 4.88 tem-se:

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} + S \left[\frac{(\theta_s u_s)_E - (\theta_s u_s)_P}{\Delta z^*} \right] = 0 \quad (4.91)$$

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} + S \left[\frac{(\theta_s u_s)_E}{\Delta z^*} \right] = 0; \text{ em } z^* = 0 \quad (4.92)$$

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} - S \left[\frac{(\theta_s u_s)_P}{\Delta z^*} \right] = 0; \text{ em } z^* = 1 \quad (4.93)$$

4.5.1.2 Modelo 2

Aplicando o mesmo procedimento no Modelo 2, obtém-se:

$$\frac{\partial \theta_{sP}}{\partial \xi} + S \left[\frac{Q_{sE}^* - Q_{sP}^*}{\Delta z^*} \right] = 0 \quad (4.94)$$

$$\frac{\partial \theta_{SP}}{\partial \xi} + S \left[\frac{Q_{SE}^*}{\Delta z^*} \right] = 0; \text{ em } z^* = 0 \quad (4.95)$$

$$\frac{\partial \theta_{SP}}{\partial \xi} - S \left[\frac{Q_{SP}^*}{\Delta z^*} \right] = 0; \text{ em } z^* = 1 \quad (4.96)$$

No entanto, a aproximação dos valores das faces pelo valor no centro do volume pode apresentar uma violação da conservação da grandeza no meio, uma vez que o fluxo na face tem que ser obrigatoriamente calculado pela mesma expressão no balanço de volumes vizinhos da malha (PINTO e LAGE, 2001). No caso particular da sedimentação, um esquema apropriado de interpolação que permita o cálculo do fluxo de sólidos nas interfaces dos volumes é imprescindível, visto que o fluxo depende da concentração e da temperatura.

Ainda de acordo com os autores, para que a continuidade de fluxos seja garantida é necessário que o valor das propriedades nas faces seja calculado utilizando de aproximação das derivadas por diferenças centrais. Esta abordagem foi empregada neste modelo e será descrita nos próximos parágrafos.

Inicialmente, aplica-se a técnica de volumes finitos na equação de fluxo de sólidos (Equação 4.71) para o fluxo que está saindo da face *e* (Q_{se}^+). Cabe salientar um esquema de aproximação da derivada por diferenças finitas para trás foi empregado na Equação 4.97:

$$Q_{se}^+ = \left\{ \frac{\Gamma_P}{L} \left[- \frac{(\mathcal{P}_{Se} - \mathcal{P}_{SP})}{\Delta z^*/2} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.97)$$

Na Equação 4.97, o coeficiente de fluxo de sólidos é calculado a partir das propriedades no ponto *P*. Em seguida, repete-se o procedimento para o fluxo que está entrando na face *e* (Q_{se}^-), empregando-se um esquema de aproximação da derivada por diferenças finitas para frente:

$$Q_{se}^- = \left\{ \frac{\Gamma_E}{L} \left[- \frac{(\mathcal{P}_{SE} - \mathcal{P}_{Se})}{\Delta z^*/2} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.98)$$

Igualando-se as Equações 4.97 e 4.98, o seguinte resultado é obtido:

$$\Gamma_P (\mathcal{P}_{Se} - \mathcal{P}_{SP}) = \Gamma_E (\mathcal{P}_{SE} - \mathcal{P}_{Se}) \quad (4.99)$$

A Equação 4.99 pode ser reescrita como:

$$\mathcal{P}_{Se} [\Gamma_E + \Gamma_P] = \Gamma_P \mathcal{P}_{SP} + \Gamma_E \mathcal{P}_{SE} \quad (4.100)$$

Isolando-se \mathcal{P}_{Se} na Equação 4.100:

$$\mathcal{P}_{Se} = \frac{\Gamma_P \mathcal{P}_{SP} + \Gamma_E \mathcal{P}_{SE}}{\Gamma_E + \Gamma_P} \quad (4.101)$$

Em seguida, substitui-se a Equação 4.101 na Equação 4.99:

$$Q_s^+ = \left\{ \frac{2\Gamma_P}{L\Delta Z^*} \left[\mathcal{P}_{SP} - \frac{\Gamma_P \mathcal{P}_{SP} + \Gamma_E \mathcal{P}_{SE}}{\Gamma_E + \Gamma_P} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.102)$$

Simplificando-se a Equação 4.102:

$$Q_{se}^+ = \left\{ \frac{2\Gamma_P \Gamma_E}{\Gamma_E + \Gamma_P} \left[-\frac{\mathcal{P}_{SE} - \mathcal{P}_{SP}}{L\Delta Z^*} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.103)$$

Considerando:

$$\Gamma_e = \frac{2\Gamma_P \Gamma_E}{\Gamma_E + \Gamma_P} \quad (4.104)$$

Substituindo a Equação 4.104 na Equação 4.103 obtém-se a equação para o fluxo de sólidos na face e, apresentada na Equação 4.105:

$$Q_{se}^+ = \left\{ \Gamma_e \left[\left[-\frac{\mathcal{P}_{SE} - \mathcal{P}_{SP}}{L\Delta Z^*} \right] \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.105)$$

Ou ainda:

$$Q_{se}^+ = \left\{ \Gamma_e \left[-\frac{(P_{SE} - P_{SP})}{L\Delta Z^*} + \theta_{SP} \varepsilon_{s0} (\rho_s - \rho_l) g \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.106)$$

De forma análoga, o fluxo de sólidos na face w é descrito pela Equação 4.107 ou ainda, pela Equação 4.108:

$$Q_{sw}^+ = \left\{ \Gamma_w \left[-\frac{\mathcal{P}_{SP} - \mathcal{P}_{SW}}{\Delta n} \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.107)$$

$$Q_{saw}^+ = \left\{ \Gamma_w \left[-\frac{(P_{SP} - P_{SW})}{L\Delta Z^*} + \theta_{sw}\varepsilon_{s0}(\rho_s - \rho_l)g \right] \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (4.108)$$

4.6 Estimação de Parâmetros

De acordo com Schwaab e Pinto (2007) estimar parâmetros consiste em utilizar um modelo como ponto de partida e variar os parâmetros até que as predições do modelo sejam o mais próximas possível dos valores experimentais, respeitando as incertezas das medições inferidas nos métodos utilizados.

4.6.1 Função objetivo

O primeiro passo para a estimação de parâmetros é a definição da função objetivo. Esta função mede a distância entre os dados experimentais e os dados previstos pelo modelo (SHWAAB E PINTO, 2007).

Neste trabalho a função objetivo adotada como métrica a ser minimizada foi a função de mínimos quadrados ponderados (MQP):

$$F_{obj} = \sum_{i=1}^{NE} \sum_{j=1}^{NY} \frac{[y_{ij}^e - y_{ij}^m(x_i^m, \theta)]^2}{\sigma_{ij}^2} \quad (4.109)$$

em que F_{obj} é a função objetivo a ser minimizada, NE e NY são respectivamente o número de experimentos e o número de variáveis de saída, y_{ij}^e e y_{ij}^m , são os valores experimentais das variáveis de saída e as variáveis de saída preditas pelo modelo respectivamente, x_i^m são as variáveis de entrada, θ é o conjunto de parâmetros a ser estimado e σ_{ij}^2 é a variância experimental.

De acordo com Schwaab e Pinto (2007), a utilização da Equação 4.109 está sujeita às seguintes considerações:

- Os erros experimentais não estão correlacionados e seguem uma distribuição normal de probabilidade;
- As variáveis de entrada são bem controladas;
- Os dados experimentais são reprodutíveis.

A minimização da função objetivo descrita na Equação 4.109 pode ser escrito como um problema de otimização de acordo com a Equação 4.110:

$$\theta = \theta^{est} = \min_{\theta} F_{obj} \quad (4.110)$$

em que θ^{est} são os parâmetros estimados, que devem ser os parâmetros ótimos obtidos quando a função objetivo assume o seu valor mínimo.

Segundo Schwaab et al. (2008) os seguintes aspectos devem ser considerados na estimação de parâmetros, se o modelo utilizado for não linear:

- Presença de mínimos locais;
- Intervalo de busca dos parâmetros;
- Se a função objetivo é contínua ou não;
- Sensibilidade da função objetivo;
- Sensibilidade de cada parâmetro utilizado no modelo.

A utilização da função de Mínimos Quadrados Ponderados, como função objetivo, possibilita a utilização do teste chi-quadrado para avaliar a qualidade da minimização da função. Aplicando o teste chi-quadrado, é possível determinar o intervalo de confiança da função objetivo, conforme descrito nas Equações 4.111 e 4.112:

$$\chi_{min}^2 \left(\frac{1 - NC}{2}, gl \right) < F_{obj}(\theta^{est}) < \chi_{max}^2 \left(\frac{1 + NC}{2}, gl \right) \quad (4.111)$$

$$gl = NE.NY - NP \quad (4.112)$$

em que χ_{min}^2 e χ_{max}^2 são respectivamente os valores mínimo e máximo da variável chi-quadrado, NC é o nível de confiança, gl é o grau de liberdade e NP é o número de parâmetros do modelo a serem estimados.

De acordo com Schwaab e Pinto (2007), é desejável que o valor da função objetivo esteja dentro do intervalo da distribuição chi-quadrado após o procedimento de minimização, garantido assim a qualidade dos parâmetros estimados. Caso o valor da função objetivo esteja fora dos limites, duas situações são possíveis:

- $F_{obj} > \chi_{max}^2$

Nesse caso, o modelo não prevê os dados de saída com precisão suficiente fornecendo erros de predição maiores do que os erros experimentais. Esse modelo é considerado subparametrizado e recomenda-se a revisão ou alteração do modelo utilizado. Schwaab e Pinto (2007) destacam, no entanto, a possibilidade de os erros experimentais também terem sido subestimados.

- $F_{obj} < \chi_{min}^2$

Já nesse caso, o modelo prevê a variável de saída com erros menores do que os erros experimentais. Esse modelo é então considerado superparametrizado e recomenda-se rever os parâmetros utilizados e eliminar os parâmetros sem significância estatística, ou apenas corrigir o modelo em relação aos parâmetros. Outra causa possível é que os erros experimentais tenham sido superestimados.

4.6.2 Qualidade da estimação

De acordo com Schwaab e Pinto (2007) a qualidade dos parâmetros estimados é definida por alguns aspectos, sendo eles:

- Intervalos de confiança dos parâmetros;
- Matrizes de covariância e sensibilidade dos parâmetros;
- Correlação paramétrica;
- Grau de significância do parâmetro;
- Região de confiança dos parâmetros.

4.6.2.1 Intervalos de confiança dos parâmetros

No caso da função de Mínimos Quadrados Ponderados, os intervalos de confiança dos parâmetros podem ser determinados pelo teste t de *Student*, considerando a probabilidade acumulada e o número de grau de liberdade (gl), conforme o nível de confiança adotado. Vale observar que a utilização de números de graus de liberdade menores gera intervalos de confiança dos parâmetros mais amplos, fornecendo resultados mais conservativos (BORGES, 2019).

Assim, tem-se o intervalo de confiança dos parâmetros:

$$\theta_j^* - t_{st} \left(\frac{1 - NC}{2}, gl \right) \sigma_{\theta_j} < \theta_j < \theta_j^* + t_{st} \left(\frac{1 + NC}{2}, gl \right) \sigma_{\theta_j} \quad (4.113)$$

em que θ_j^* é o valor do parâmetro ótimo, t_{st} é a variável normalizada do teste t de *student* e σ_{θ_j} é o desvio padrão do parâmetro associado à sua estimação.

4.6.2.2 Matrizes de covariância dos parâmetros

A Equação 4.114 representa a matriz de covariância dos parâmetros (\mathbf{V}_θ):

$$\mathbf{V}_\theta = [\mathbf{B}^T \mathbf{V}_y^{-1} \mathbf{B}]^{-1} \quad (4.114)$$

em que \mathbf{B} e \mathbf{V}_y são respectivamente as matrizes de sensibilidade, Equação 4.115, e covariância experimental, Equação 4.116. Vale ressaltar que \mathbf{V}_θ apresenta uma relação entre o processo de estimação, os erros de predição e ainda da qualidade dos dados experimentais (SCHWAAB e PINTO, 2007).

$$\mathbf{B} = \left[\frac{\partial y^m}{\partial \theta} \right] = \begin{bmatrix} \frac{\partial y_1^m}{\partial \theta_1} & \frac{\partial y_1^m}{\partial \theta_2} & \dots & \frac{\partial y_1^m}{\partial \theta_{NP}} \\ \frac{\partial y_2^m}{\partial \theta_1} & \frac{\partial y_2^m}{\partial \theta_2} & \dots & \frac{\partial y_2^m}{\partial \theta_{NP}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial y_{NY}^m}{\partial \theta_1} & \frac{\partial y_{NY}^m}{\partial \theta_2} & \dots & \frac{\partial y_{NY}^m}{\partial \theta_{NP}} \end{bmatrix} \quad (4.115)$$

$$\mathbf{V}_y = \begin{bmatrix} \sigma_{y1}^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_{y2}^2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_{yNE}^2 \end{bmatrix} \quad (4.116)$$

4.6.2.3 Incerteza de predição

Segundo Schwaab e Pinto (2007), para analisar a qualidade de previsões feitas pelo modelo, calcula-se a propagação dos erros inferidos nos parâmetros e nos experimentos e então faz-se uma avaliação de como esses erros se influenciam os erros de predição. O cálculo das incertezas de predição é feito de forma similar ao cálculo das incertezas paramétricas, sendo necessário a definição da matriz de covariância de predição ($\widehat{\mathbf{V}}_y$) apresentada na Equação 4.117:

$$\widehat{\mathbf{V}}_y = \mathbf{B}^T \mathbf{V}_\theta \mathbf{B} \quad (4.117)$$

em que os elementos da diagonal principal da matriz de covariância de predição ($\widehat{\mathbf{V}}_y$) são as variâncias de predição. O intervalo de confiança de predição do modelo é descrito a seguir:

$$y_j^m - t_{st} \left(\frac{1 - NC}{2}, gl \right) \sigma_{yj} < y_j^m < y_j^m + t_{st} \left(\frac{1 + NC}{2}, gl \right) \sigma_{yj} \quad (4.118)$$

sendo σ_{yj} o desvio padrão dos valores preditos.

4.6.2.4 Significância do parâmetro

Segundo Schwaab e Pinto (2008) a principal função de um parâmetro é auxiliar o ajuste do modelo aos dados experimentais observados. Sendo assim, é importante observar a existência da significância estatística de cada um dos parâmetros utilizados no modelo. Essa avaliação é feita a partir do intervalo de confiança dos parâmetros. Se um parâmetro assumir o valor zero no intervalo, conclui-se que este parâmetro não possui significância estatística. Portanto, este parâmetro deve ser removido do modelo.

4.6.2.5 Correlação dos parâmetros

De acordo com Schwaab e Pinto (2008) valores de correlações elevados, próximos de um, indicam que pequenas variações no valor de um parâmetro podem ser compensadas com mudanças de um segundo parâmetro que está a ele relacionado. Portanto, o usuário deve refletir sobre a real necessidade de inserção deste parâmetro no modelo. Sendo assim, quanto mais próximo a zero for o coeficiente de correlação entre os parâmetros, mais eficiente será a estimação destes. A matriz de correlação dos parâmetros ($\mathbf{\Lambda}_\theta$) é apresentada a seguir:

$$\Lambda_{\theta} = \begin{bmatrix} \rho_{\theta_1\theta_1} & \rho_{\theta_1\theta_2} & \cdots & \rho_{\theta_1\theta_j} \\ \rho_{\theta_2\theta_1} & \rho_{\theta_2\theta_2} & \cdots & \rho_{\theta_2\theta_j} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{\theta_i\theta_1} & \rho_{\theta_i\theta_2} & \cdots & \rho_{\theta_i\theta_j} \end{bmatrix} \quad (4.119)$$

$$\rho_{\theta_i\theta_j} = \frac{\sigma_{\theta_i\theta_j}^2}{\sigma_{\theta_i}\sigma_{\theta_j}} \quad (4.120)$$

em que $\sigma_{\theta_i\theta_j}^2$ é a covariância entre os parâmetros θ_i e θ_j .

4.6.2.6 Regiões de confiança dos parâmetros estimados

A Equação 4.121 representa a relação para o cálculo das regiões de confiança dos parâmetros:

$$F_{obj}(\theta) \leq F_{obj}(\theta^{est}) \left(1 + \frac{NP}{NE.NY - NP} F_{NP,NE.NY-NP}^{1-NC} \right) \quad (4.121)$$

em que F é a variável de Fisher com graus de liberdade gl e com nível de confiança NC .

De acordo com Schwaab e Pinto (2007), a região de confiança obtida a partir da Equação 4.121 é elíptica apenas para modelos lineares e quando os erros experimentais seguem uma distribuição normal. No entanto, a forma elíptica não é uma obrigatoriedade, sendo possível a obtenção de outros tipos de regiões de confiança utilizando esta equação.

4.6.3 Método de estimação de parâmetros

A estimação de parâmetros assim como os testes estatísticos descritos anteriormente foi efetuada no pacote computacional ESTIMA (SCHWAAB et al., 2008a). O pacote, escrito em linguagem Fortran 90, utiliza um método híbrido de otimização onde a busca de um ótimo global é feita pelo método de enxame de partículas, PSO (KENNEDY e EBERHART, 1995) acoplado ao algoritmo de Gauss-Newton (ANDERSON et al., 1978) e com acelerador de Law e Bailey (1963).

CAPÍTULO V

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Resumo: Neste capítulo serão apresentados os resultados dos procedimentos de estimação de parâmetros dos modelos reológicos e de sedimentação, assim como a simulação do efeito da temperatura na sedimentação de barita em fluido de perfuração em uma proveta e em um anular de um poço real.

5.1 Ensaio Reológicos com Efeito da Temperatura

A partir dos dados disponíveis nas curvas de escoamento fornecidos pelo CENPES/Petrobras (ver capítulo 3, seção 3.1), foi possível estimar os parâmetros reológicos do fluido olefínico sintético. Primeiramente, os parâmetros foram estimados para cada temperatura individual, empregando-se os modelos isotérmicos. Em seguida, os parâmetros dos modelos não isotérmicos foram estimados a partir dos dados reológicos em todas as temperaturas.

5.1.1 Estimação utilizando modelos isotérmicos

A partir do emprego de modelos reológicos bem conhecidos, como o modelo *power law* e o modelo Herschel-Bulkley, em conjunto com os dados de tensão cisalhante em função da taxa de deformação fornecidos pelo CENPES/Petrobras, os seguintes parâmetros foram estimados em cada uma das temperaturas: os índices de consistência (M) e de comportamento (n) foram estimados usando os dois modelos, enquanto a tensão limite de escoamento (τ_0) foi estimada a partir do modelo Herschel-Bulkley.

Na Tabela 5.1 são apresentados os parâmetros estimados utilizando o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 4°C, bem como os respectivos intervalos de confiança e na Tabela 5.2 são apresentados os parâmetros estimados utilizando o modelo *power law* na mesma temperatura.

Tabela 5.1. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 4°C.

Parâmetro	Valor Estimado	I.C.* <i>t-student</i>	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	20,04	6,41 - 62,68	14,28 – 29,38	1,00 – 100,0
n	0,32	0,26 - 0,40	0,26 – 0,37	0,10 – 1,00
τ_0 (Pa)	13,08	2,15 - 79,63	2,91 – 20,23	1,00 – 100,0

*I.C.- intervalo de confiança.

Tabela 5.2. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo *power law* na temperatura de 4°C.

Parâmetro	Valor Estimado	I.C.* <i>t-student</i>	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
<i>M</i> (kg/m.s)	31,25	26,89 – 36,33	29,62 – 32,99	1,00 – 100,0
<i>n</i>	0,26	0,24 - 0,27	0,24 – 0,27	0,10 – 1,00

*I.C.- intervalo de confiança.

Tabela 5.3. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 4 °C.

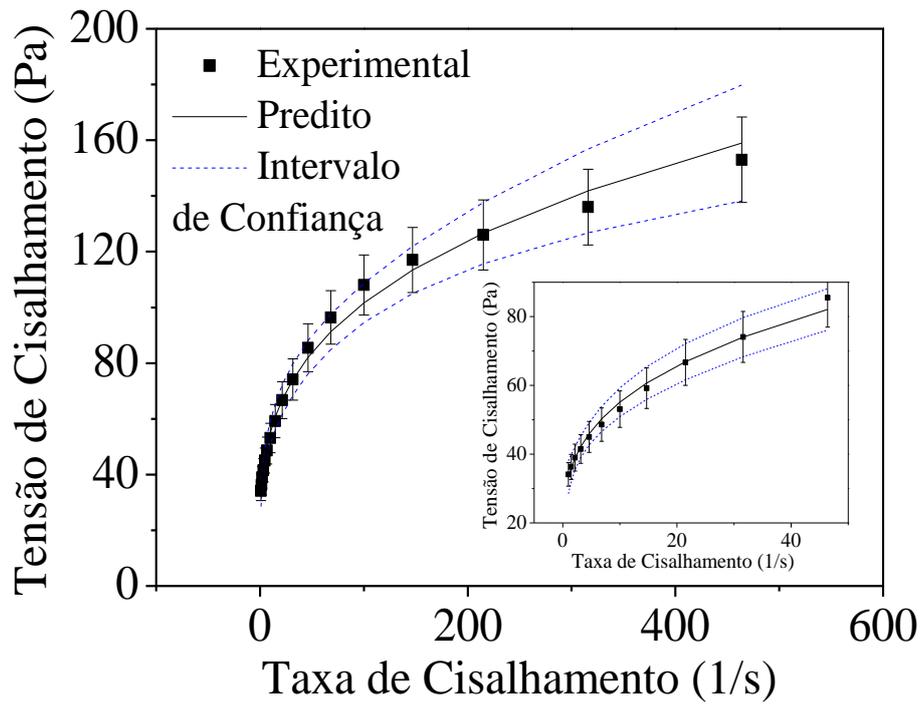
Modelo			
<i>Power Law</i>		Herschel - Bulkley	
Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
2,91	6,26 -27,49	1,70	5,62 – 26,12

Observando-se a Tabela 5.1 e a Tabela 5.2, é possível perceber que todos os parâmetros foram significativos nessa temperatura para ambos os modelos, uma vez que todos os intervalos de confiança foram estreitos e consistentes. Os resultados indicam que os dois modelos apresentam parâmetros confiáveis.

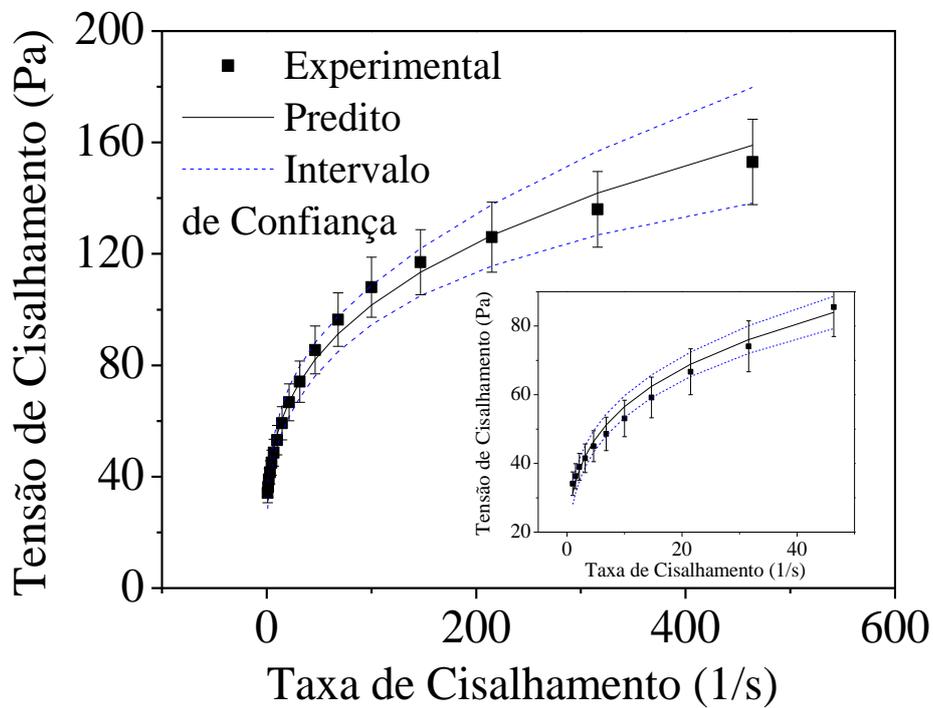
Os altos valores do parâmetro índice de consistência (*M*) é consequência da baixa temperatura (4°C), uma vez que em temperatura mais baixas os fluidos possuem viscosidade mais elevada. O parâmetro tensão limite de escoamento (τ_0) do modelo Herschel-Bulkley indica a tensão mínima necessária para o escoamento ocorrer. É interessante observar que apesar do modelo *power law* não apresentar este parâmetro, também foi possível simular os dados experimentais de maneira satisfatória com a sua utilização, conforme ilustrado na Figura 5.1.

Em relação aos valores da função objetivo, apresentados na Tabela 5.3, verifica-se que tanto para o modelo Herschel-Bulkley quanto para o modelo *power law*, o valor obtido após o procedimento de minimização foi menor do que o intervalo inferior do teste chi-quadrado. Isto pode ser explicado pelo valor do erro experimental utilizado, que foi presumido como sendo de 10% para todas as temperaturas analisadas, de modo que este valor pode estar superestimado para a temperatura de 4°C.

Na Figura 5.1 são apresentados os ajustes dos modelos aos dados experimentais a 4°C, onde os pontos pretos representam os dados experimentais, a linha sólida preta representa os valores preditos pelos modelos, as linhas pontilhadas azuis são os intervalos de confiança do modelo e as barras verticais representam os erros experimentais. As janelas dentro dos gráficos são uma ampliação das regiões com baixas taxas de cisalhamento. Considerando que os fluidos de perfuração são projetados para manter os sólidos suspensos mesmo a baixas taxas de cisalhamento, o que ocorre em momentos de parada durante a perfuração e nos longos períodos entre a completação do poço e o início da produção, é importante verificar o ajuste do modelo nessa faixa.



(a)



(b)

Figura 5.1. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a $4^\circ C$: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo *power law*.

Os resultados da Figura 5.1 mostram que os dados experimentais foram satisfatoriamente preditos por ambos os modelos, sendo os dados preditos praticamente coincidentes com os pontos experimentais. Portanto, é possível afirmar que ambos os modelos representam bem os dados experimentais disponíveis dentro da incerteza experimental considerada.

Na Figura 5.2 são apresentadas as regiões de confiança dos parâmetros definidas pelo método do enxame de partículas, sendo as imagens (a), (b) e (c) referentes aos parâmetros do modelo Herschel-Bulkley e a imagem (d) referente aos parâmetros do modelo *power law*. Os pontos vermelhos representam os parâmetros ótimos estimados e sua posição na região de confiança é uma indicação da qualidade da estimação desse parâmetro: quanto mais ao centro da região o parâmetro estiver, significa que os intervalos de confiança são simétricos.

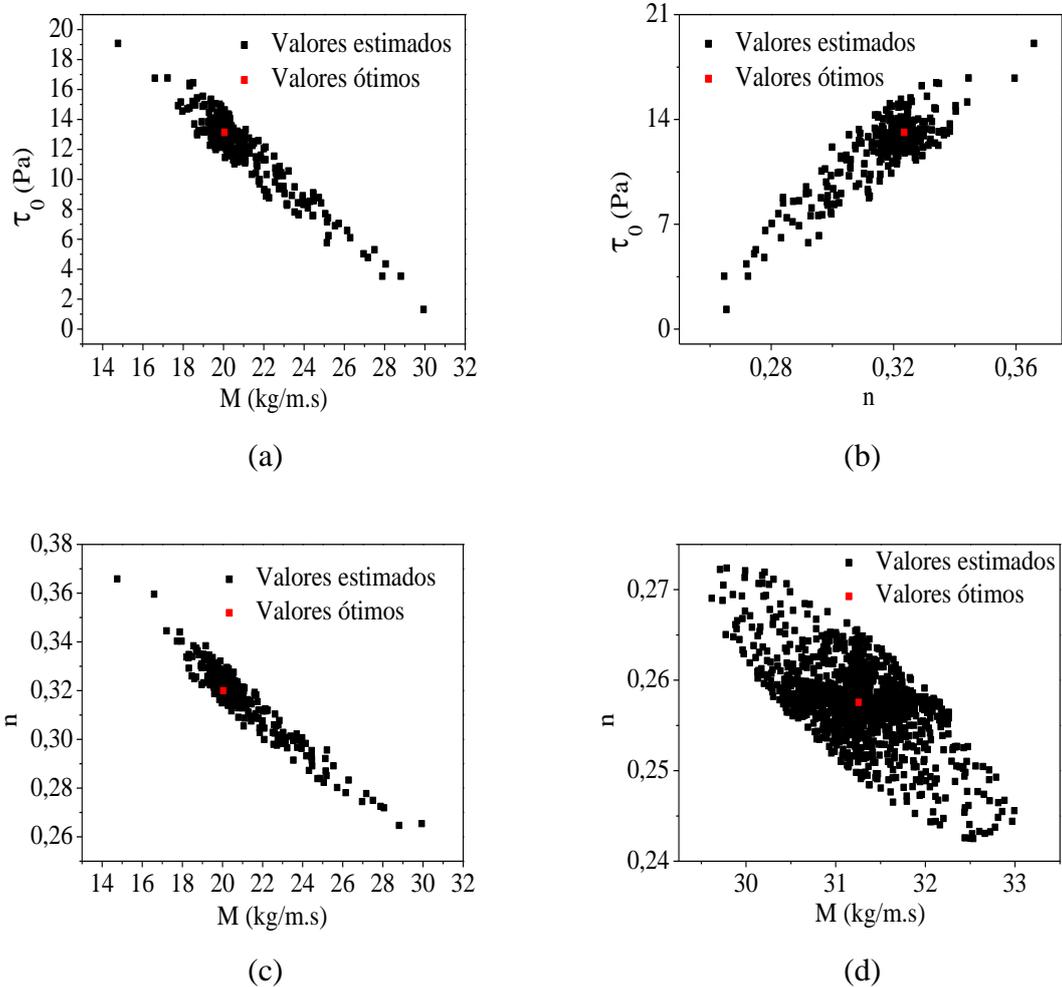


Figura 5.2. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 4°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo *power law*).

Em relação à Figura 5.2 percebe-se que as regiões de confiança foram bem definidas para todos os parâmetros e para ambos os modelos, confirmando a qualidade da estimação na temperatura de 4°C.

Comparando-se as regiões de confiança dos parâmetros índice de consistência (M) versus índice de comportamento (n) dos modelos Herschel-Bulkley e *power law*, observa-se

que os intervalos de confiança obtidos com o modelo *power law* apresentaram melhor simetria em comparação com os intervalos obtidos com o modelo Herschel-Bulkley. Esta característica indica que a estimação dos parâmetros utilizando o modelo *power law* apresentou maior precisão.

O mesmo procedimento foi repetido para a temperatura de 25°C e os parâmetros estimados utilizando os dois modelos, bem como seus intervalos de confiança, são apresentados na Tabela 5.4 e na Tabela 5.5.

Tabela 5.4. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 25°C.

Parâmetro	Valor Estimado	I.C.* <i>t-student</i>	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	4,54	2,77 – 7,45	4,13 – 5,16	1,00 – 10,0
n	0,47	0,43 - 0,51	0,45 – 0,49	0,10 – 10,0
τ_0 (Pa)	11,45	7,16 – 18,16	10,52 – 12,27	10,00 – 100

*I.C. Intervalo de confiança

Tabela 5.5. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo *power law* na temperatura de 25°C.

Parâmetro	Valor Estimado	I.C.* <i>t-student</i>	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	13,69	12,16 – 15,41	12,23 – 15,16	1,00 – 100
n	0,29	0,27 - 0,30	0,26 – 0,32	0,10 – 10,0

*I.C. Intervalo de confiança

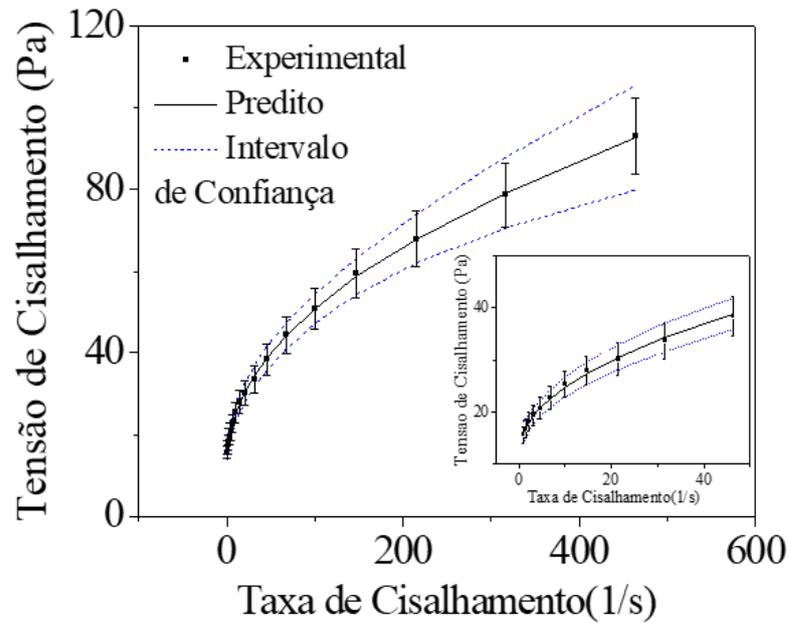
Tabela

5.6. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 25 °C.

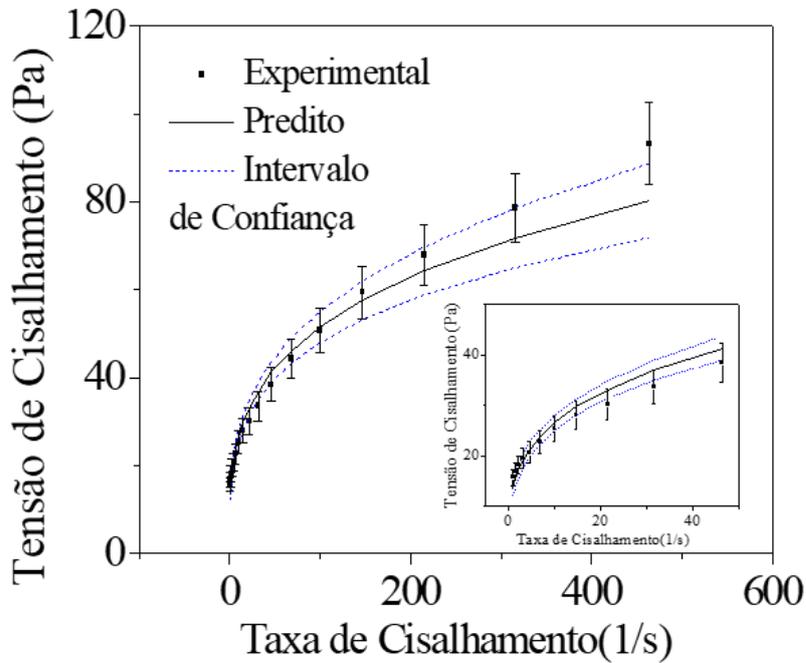
Modelo			
<i>Power Law</i>		Herschel-Bulkley	
Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
9,57	6,26 -27,49	0,29	5,62 – 26,12

A Tabela 5.4 e a Tabela 5.5 indicam que todos os parâmetros estimados com ambos os modelos foram significativos na temperatura de 25°C. Observa-se também, que os intervalos de confiança dos parâmetros de ambos os modelos foram suficientemente estreitos e simétricos, indicando uma boa precisão na estimação dos parâmetros nesta temperatura.

Em relação aos valores da função objetivo apresentados na Tabela 5.6, verifica-se que, assim como ocorreu para a temperatura de 4°C, o valor correspondente ao modelo Herschel- Bulkley foi menor do que o limite inferior da função Chi-quadrado. Como explicado anteriormente, este valor inferior pode ser uma consequência da superestimação do erro experimental. Os ajustes dos dados experimentais a 25°C com ambos os modelos são apresentados na Figura 5.3.



(a)



(b)

Figura 5.3. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 25°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo *power law*.

Analisando a Figura 5.3, verifica-se que, embora ambos os modelos tenham previsto satisfatoriamente o comportamento dos dados experimentais na temperatura de 25°C, o modelo de Herschel-Bulkley apresentou melhor desempenho na região de elevadas taxas de deformação em comparação com os resultados obtidos com o modelo *power law* nesta temperatura. As regiões de confiança podem ser verificadas na Figura 5.4.

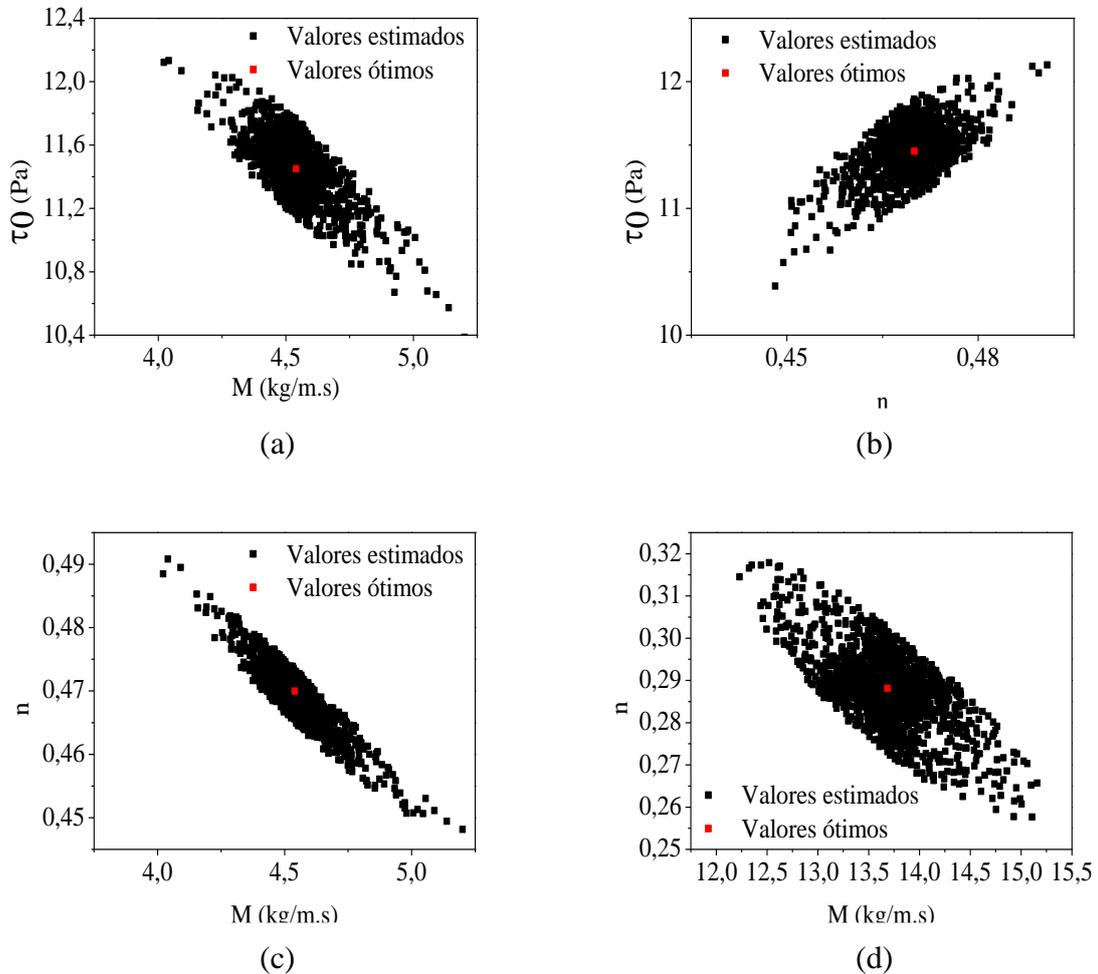


Figura 5.4. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 25°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo *power law*).

A partir das regiões de confiança apresentadas na Figura 5.4, nota-se que todas são elipses invertidas e distorcidas, com os pontos ótimos em seus centros, comprovando a qualidade da estimação dos parâmetros utilizando ambos os modelos na temperatura de 25°C.

O processo de estimação foi novamente repetido para a temperatura de 65°C. Os parâmetros estimados utilizando os dois modelos, bem como seus intervalos de confiança, são apresentados na Tabela 5.7 e na Tabela 5.8:

Tabela 5.7. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 65°C.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* <i>t-student</i>	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	7,19	3,27 – 15,83	3,16 – 8,17	0,10 – 100,0
n	0,27	0,20 - 0,36	0,23 – 0,41	0,01 – 1,00
τ_0 (Pa)	0,317	$10^{-5,6}$ - $10^{4,6}$	0,316 – 5,354	0,316 – 10,00

*I.C. Intervalo de confiança

Tabela 5.8. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo *power law* na temperatura de 65°C.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* <i>t-student</i>	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	7,47	6,85 – 8,14	6,67 – 8,30	0,10 – 100,0
n	0,27	0,25 - 0,28	0,23 – 0,30	0,01 – 1,00

*I.C. Intervalo de confiança

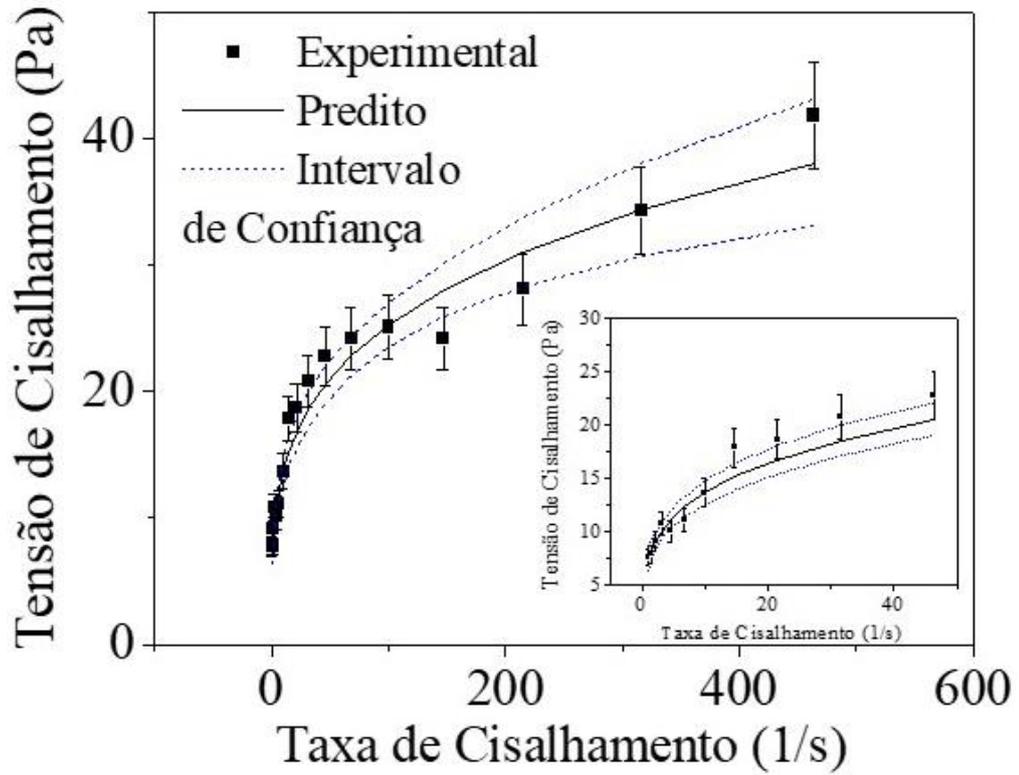
Tabela 5.9. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 65 °C.

Modelo			
<i>Power Law</i>		Herschel-Bulkley	
Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
13,16	6,26 -27,49	13,27	5,62 – 26,12

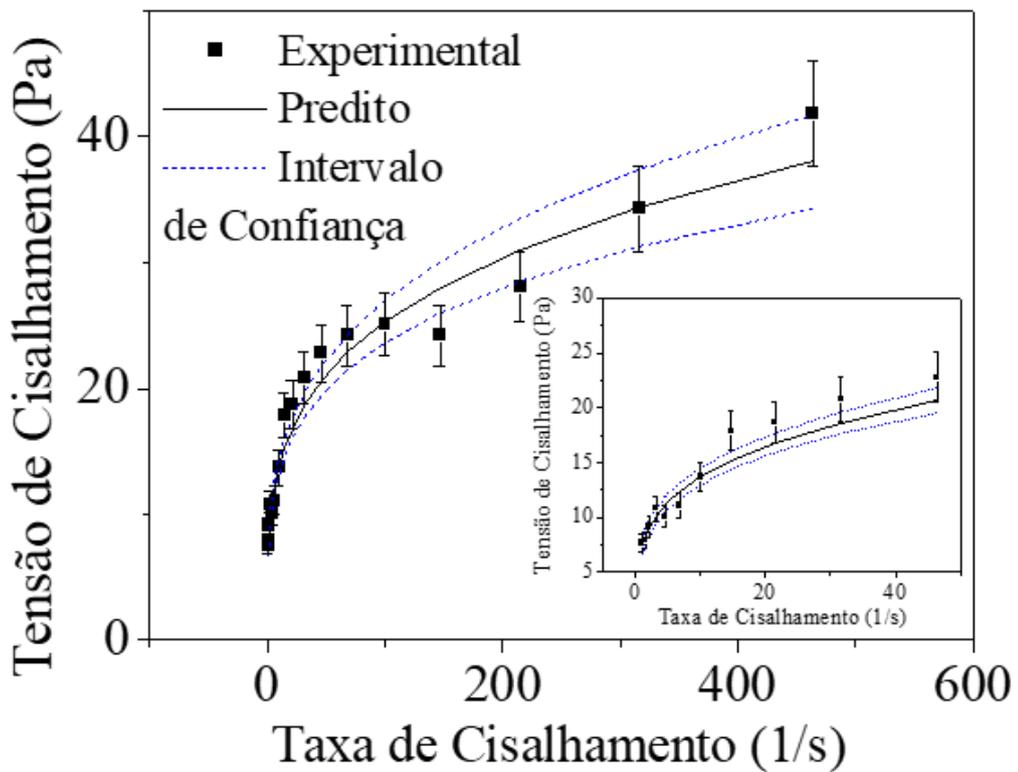
Analisando a Tabela 5.7, verifica-se que a tensão limite de escoamento (τ_0) apresenta um intervalo de confiança bastante amplo e completamente assimétrico, com o limite inferior muito próximo de zero, tanto pelo teste *t-student* como pelo método do enxame de partículas. Estas observações indicam que este parâmetro não foi significativo nesta temperatura.

Ainda observando a tabela, verifica-se que os parâmetros de índice de consistência (M) e índice de comportamento (n) apresentam intervalos de confiança suficientemente estreitos e simétricos o que indica que estes parâmetros são significativos para ambos os modelos na temperatura de 65°C. Observa-se, ainda, que o valor da função objetivo minimizada está dentro do intervalo da função chi-quadrado para os dois modelos, indicando que os dados experimentais foram bem ajustados dentro da incerteza experimental considerada.

A Figura 5.5 apresenta os ajustes dos dados experimentais a 65°C com ambos os modelos.



(a)



(b)

Figura 5.5. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 65°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo *power law*.

A Figura 5.5 apresenta uma oscilação nos dados experimentais. Este comportamento pode ser atribuído à geometria placa utilizada nos ensaios reológicos. No equipamento empregado nesse ensaio, a geometria é composta de duas placas paralelas entre as quais o fluido é colocado. Quando a temperatura aumenta a viscosidade do fluido diminui, o fluido menos viscoso passa a escoar com mais facilidade e escapa do recipiente de teste. Esta perda de material foi a responsável pela oscilação dos dados experimentais deste ensaio. Para evitar este tipo de problema, os ensaios reológicos deveriam ter sido realizados em outra geometria, como por exemplo, a geometria dos cilindros concêntricos ou cone-placa.

Apesar da oscilação dos dados experimentais, ambos os modelos foram capazes de fornecer uma predição satisfatória. As regiões de confiança dos parâmetros dos modelos Herschel-Bulkley e *power law* são apresentadas na Figura 5.6:

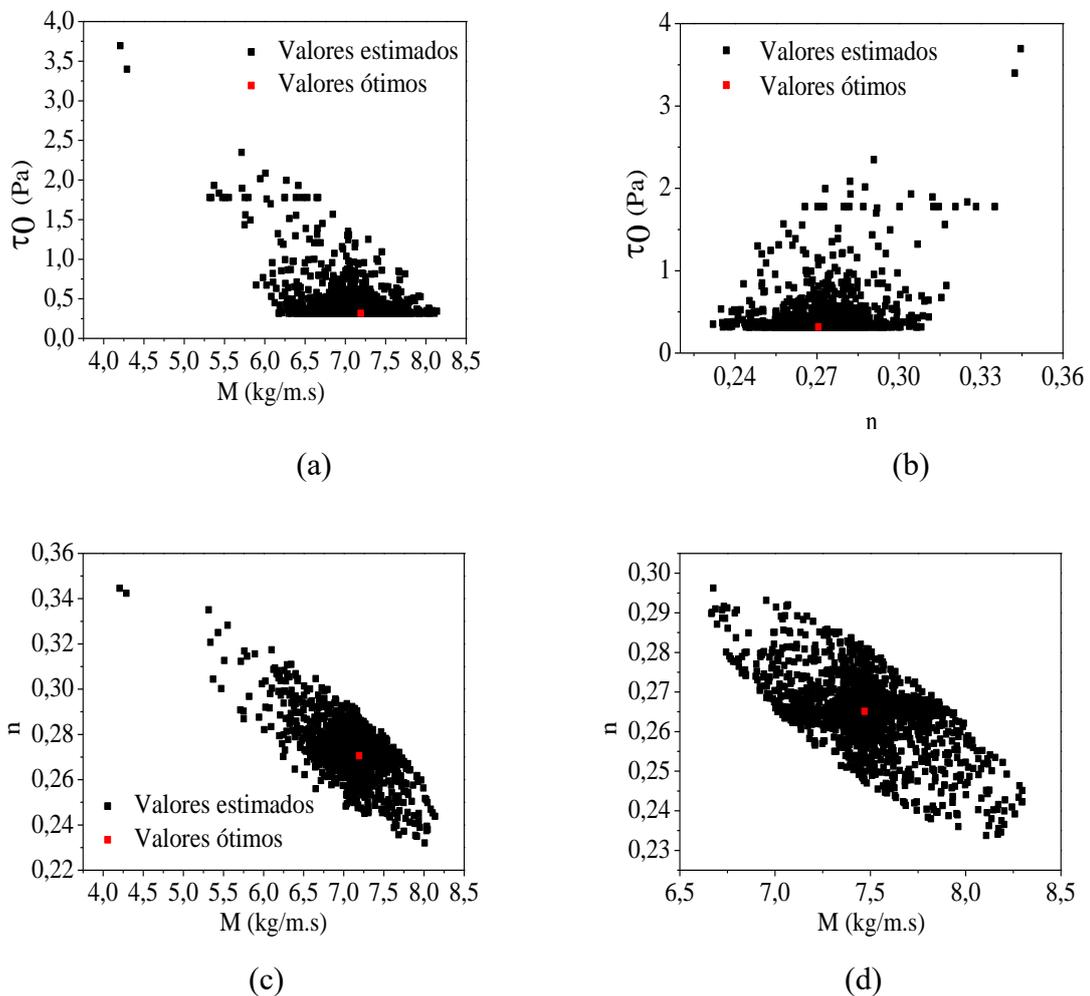


Figura 5.6. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 65°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo *power law*).

A partir dos resultados da Figura 5.6 (a) e (b), fica claro que as regiões de confiança dos parâmetros do modelo Herschel-Bulkley são limitadas pela restrição de que a tensão limite de escoamento não pode assumir valores negativos. Este resultado corrobora com a observação feita anteriormente pela avaliação da Tabela 5.5, indicando que este parâmetro do modelo Herschel-Bulkley não é significativo para a temperatura de 65°C.

Analisando a Figura 5.6 (c) e (d), verifica-se que os parâmetros M e n , são significativos tanto no modelo Herschel-Bulkley quanto no modelo *power law*. Particularmente, os intervalos de confiança obtidos com o modelo *power law* apresentaram melhor simetria, indicando que os parâmetros foram estimados de forma precisa.

Finalmente, o processo de estimação foi repetido para a temperatura de 93°C e os parâmetros estimados utilizando os dois modelos, bem como os respectivos intervalos de confiança, são apresentados na Tabela 5.10 e na Tabela 5.11.

Tabela 5.10. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 93°C.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* t-student	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	1,24	1,15 – 1,34	0,31 – 3,27	0,01 – 10,00
n	0,44	0,40 - 0,49	0,26 – 0,70	0,10 – 10,0
τ_0 (Pa)	2,11	1,70 – 2,63	0,002 – 3,57	1,00 – 10,00

*I.C. Intervalo de confiança

Tabela 5.11. Resultados da estimação de parâmetros para o modelo *power law* na temperatura de 93°C.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* t-student	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M (kg/m.s)	2,90	2,76 – 3,04	2,27 – 3,59	0,001 – 100,0
n	0,31	0,29 - 0,32	0,24 – 0,37	0,01 – 100,0

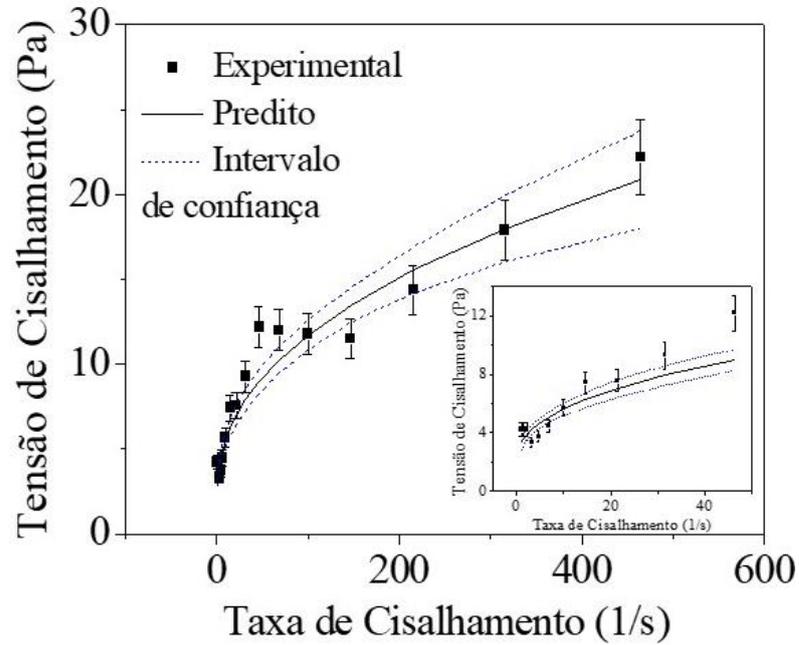
*I.C. Intervalo de confiança

Tabela 5.12. Resultados da Função Objetivo e os respectivos intervalos de confiança na temperatura de 93 °C.

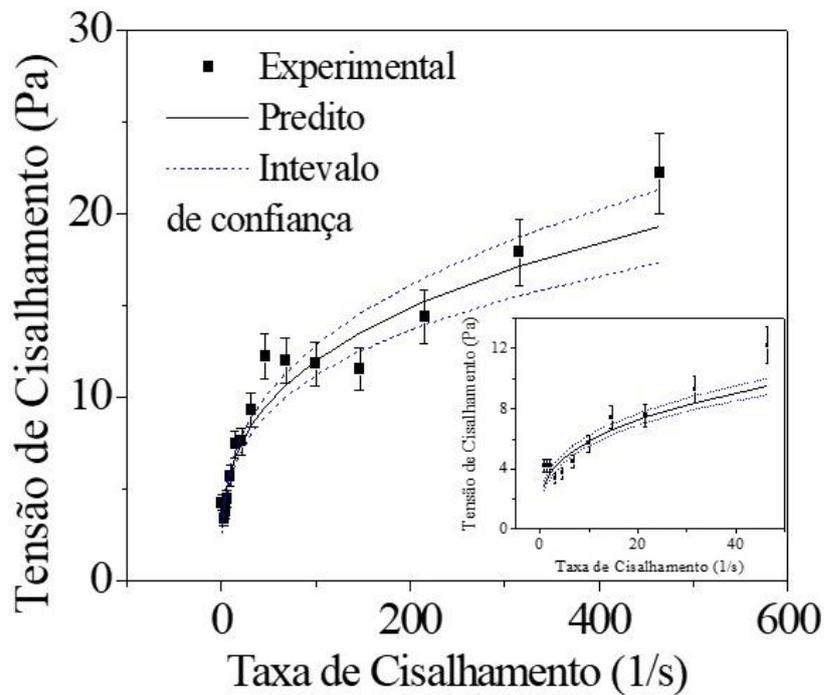
Modelo			
<i>Power Law</i>		Herschel-Bulkley	
Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
44,91	6,26 -27,49	38,99	5,62 – 26,12

Avaliando a Tabela 5.10 percebe-se que o limite inferior do intervalo de confiança do parâmetro τ_0 é muito próximo de zero, isso indica que este parâmetro não possui significância na temperatura de 93°C. Já os parâmetros M e n apresentam intervalos de confiança estreitos e simétricos para ambos os modelos indicando que são significativos nesta temperatura.

A Figura 5.7 apresenta os ajustes dos modelos Herschel-Bulkley e *power law* aos dados experimentais na temperatura de 93°C.



(a)



(b)

Figura 5.7. Ajuste dos modelos aos dados experimentais a 93°C: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) modelo *power law*.

Analisando a Figura 5.7 (a) e (b), nota-se novamente uma oscilação nos resultados experimentais, que é causada pela utilização da geometria placa-placa nos testes reológicos, como explicado anteriormente. Esta oscilação prejudica o ajuste do modelo, conforme pode ser

constatado tanto na Figura 5.7, como nos valores da função objetivo minimizadas reportadas na Tabela 5.12. É possível observar que estes valores ficaram acima do intervalo superior da função chi-quadrado para os dois modelos na temperatura de 93°C. A Figura 5.8 apresenta as regiões de confiança dos parâmetros dos modelos Herschel-Bulkley e *power law* para a temperatura analisada.

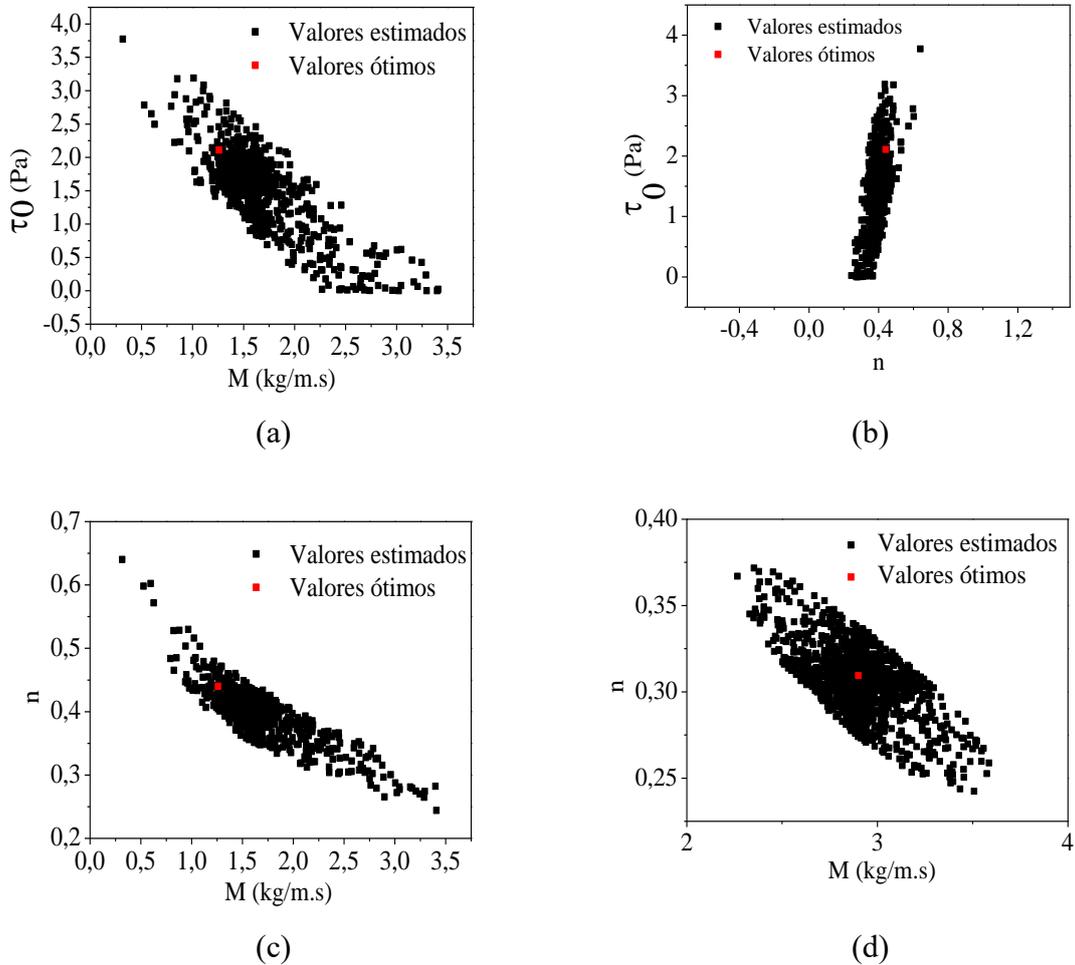


Figura 5.8. Regiões de confiança dos parâmetros na temperatura de 93°C: (a) $M \times \tau_0$ (Modelo Herschel-Bulkley), (b) $n \times \tau_0$ (modelo Herschel-Bulkley), (c) $M \times n$ (modelo Herschel-Bulkley), (d) $M \times n$ (modelo *power law*).

A Figura 5.8 (a) e (b) sugerem que as regiões de confiança dos parâmetros do modelo Herschel-Bulkley são limitadas pela restrição de que a tensão limite de escoamento não pode assumir valores negativos. Portanto, estes resultados reforçam a constatação de que este parâmetro não é significativo na temperatura de 93°C.

Já a região de confiança dos parâmetros índice de consistência e índice de comportamento para o modelo *power law* (Figura 5.8(d)) foi bem formada e possui o ponto ótimo em seu centro, reforçando a observação de que estes parâmetros são significativos para esta temperatura. Os resultados indicam ainda que os intervalos de confiança dos parâmetros obtidos com o modelo *power law* apresentam simetria em comparação com os intervalos obtidos com o modelo Herschel-Bulkley.

5.1.1.1 Avaliação da variação dos parâmetros com a temperatura

A partir dos resultados da seção anterior, foi possível avaliar o comportamento de cada um dos parâmetros com a variação da temperatura. A Tabela 5.13 apresenta os valores do índice de consistência do fluido estimado para cada temperatura, bem como os intervalos de confiança obtidos pelo método do enxame de partículas, tanto para o modelo Herschel-Bulkley quanto para o modelo *power law*. A variação deste parâmetro em função da temperatura para os dois modelos é também apresentada na Figura 5.9.

Tabela 5.13. Análise da variação do índice de consistência (M) com a temperatura nos modelos Herschel-Bulkley e *power law*.

T (°C)	Herschel-Bulkley		<i>Power Law</i>	
	Valor Estimado	I.C.* Enxame	Valor Estimado	I.C.* Enxame
4	20,04	14,28 – 29,38	31,25	29,62 – 32,99
25	4,54	4,13 – 5,16	13,69	12,23 – 15,16
65	7,19	3,16 – 8,17	7,47	6,67 – 8,30
93	1,06	0,03 – 4,45	2,85	1,67 – 4,36

*I.C. Intervalo de confiança

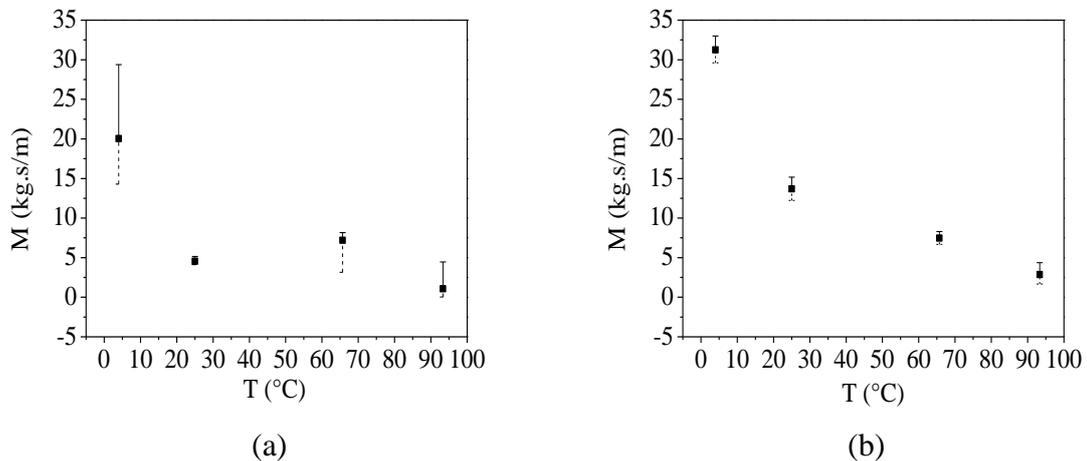


Figura 5.9. Variação do índice de consistência (M) com a temperatura: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) Modelo *power law*.

Na Figura 5.9 as barras verticais representam o intervalo de confiança reportado na Tabela 5.13 para cada um dos parâmetros estimados. Os resultados da Tabela 5.13 e da Figura 5.9 indicam que o índice de consistência decresce com o aumento da temperatura. Este comportamento é esperado uma vez que o aumento da temperatura provoca uma diminuição na viscosidade do fluido.

Na Tabela 5.14 são apresentados os valores do índice de comportamento estimado para cada temperatura, assim como o respectivo intervalo de confiança obtido pelo método de enxame de partículas em cada estimação para os modelos analisados. Já na Figura 5.10 são apresentados a variação de n em função da temperatura para ambos os modelos.

Tabela 5.14. Análise da variação do índice de comportamento (n) com a temperatura nos modelos Herschel-Bulkley e *power law*.

T (°C)	Herschel-Bulkley		<i>Power Law</i>	
	Valor Estimado	I.C.* Enxame	Valor Estimado	I.C.* Enxame
4	0,32	0,26 – 0,37	0,26	0,24 - 0,27
25	0,47	0,45 – 0,49	0,29	0,26 – 0,32
65	0,27	0,23 – 0,41	0,27	0,23 - 0,30
93	0,47	0,16 – 1,00	0,31	0,18 – 0,44

*I.C. Intervalo de confiança

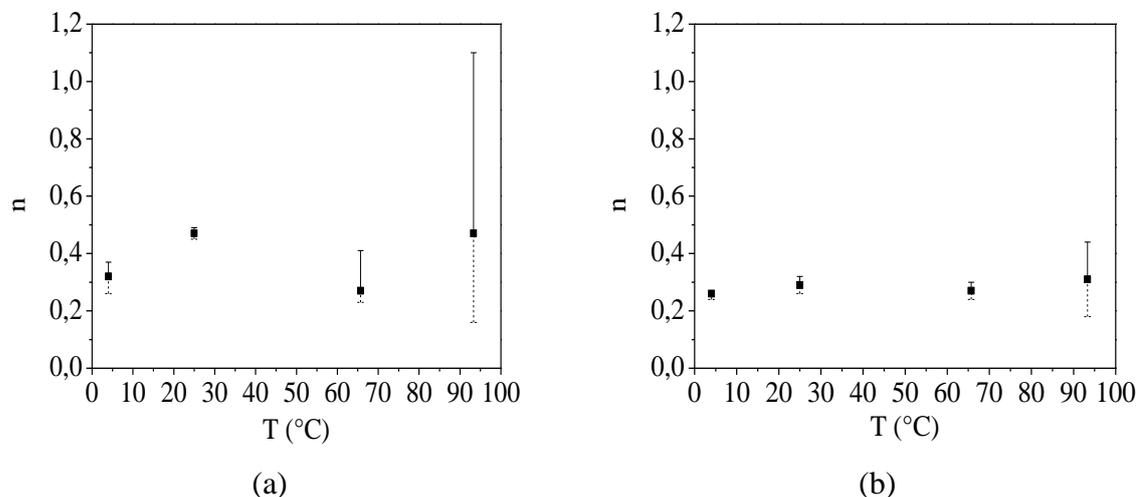


Figura 5.10. Variação do índice de comportamento (n) com a temperatura: (a) Modelo Herschel-Bulkley, (b) Modelo *power law*.

Os resultados da Tabela 5.14 e da Figura 5.10 sugerem que o índice de comportamento flutua em torno de uma média com o aumento da temperatura, indicando que a temperatura não causa efeitos significativos neste parâmetro. O intervalo de confiança amplo para o modelo Herschel-Bulkley na temperatura de 93°C é consequência da estimação simultânea imprecisa dos parâmetros nesta condição.

A Tabela 5.15 e a Figura 5.11 apresentam os valores da tensão limite de escoamento estimadas para cada temperatura utilizando o modelo Herschel-Bulkley.

Tabela 5.15. Análise da variação da tensão limite de escoamento (τ_0) com a temperatura no modelo Herschel-Bulkley.

Herschel-Bulkley		
T (°C)	Valor Estimado	I.C.* Enxame
4	13,08	2,91 – 20,23
25	11,45	10,52 – 12,27
65	0,32	0,316 – 5,354
93	2,49	0,001 – 5,474

*I.C Intervalo de confiança

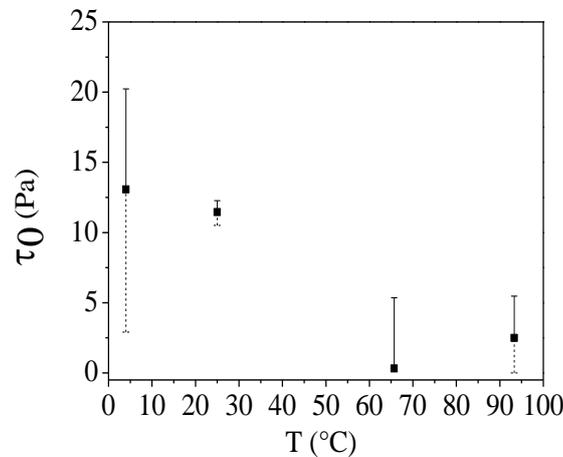


Figura 5.11. Variação da Tensão limite de escoamento (τ_0) com a temperatura.

Os dados da Figura 5.11 e da Tabela 5.15 indicam que a tensão limite de escoamento diminui com o aumento da temperatura. Este comportamento é esperado, uma vez que o aumento da temperatura diminui a viscosidade do fluido. Portanto, é natural que a tensão limite de escoamento seja menor em fluidos menos viscosos.

5.1.2 Estimação utilizando modelos não isotérmicos

Nesta seção são apresentados os resultados de estimação de parâmetros usando os modelos reológicos não isotérmicos para todo o conjunto de temperaturas. Cabe ressaltar que

as equações de Arrhenius e WLF foram empregadas para corrigir os parâmetros dos modelos reológicos Herschel-Bulkley e *power law* nas temperaturas analisadas.

Primeiramente, a estimação foi realizada com o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico, onde os parâmetros estimados usando a equação de Arrhenius são apresentados na Tabela 5.16 e os parâmetros estimados com o modelo WLF na Tabela 5.17. A temperatura de referência empregada nas simulações com a equação de Arrhenius foi a média das temperaturas em que os dados foram medidos, ou seja, 47°C.

Tabela 5.16. Parâmetros estimados com o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico: Uso da equação de Arrhenius.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* t-student	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M' (kg/m.s)	4,27	3,37 – 5,41	1,99 – 8,48	0,10 – 31,62
n	0,39	0,37 - 0,42	0,29 – 0,52	0,10 – 1,00
τ'_0 (Pa)	5,42	4,07 – 7,22	0,16 – 8,80	0,01 – 100,0
$\Delta\tilde{H}$ ($\times 10^4$ J/mol)	1,996	1,819 - 2,265	1,865 - 2,134	1 – 10

*I.C. intervalo de confiança

Tabela 5.17. Parâmetros estimados com o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico: Uso da equação WLF.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* t-student	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M' (kg/m.s)	4,51	4,35 – 4,67	3,55 – 8,97	0,10 - $10^{3,5}$
n	0,396	0,395 - 0,398	0,288 – 0,432	0,01 – 10,00
τ'_0 (Pa)	5,96	5,72 – 6,22	0,293 – 7,51	0,01 – 100
c_1	0,607	0,588 - 0,626	0,607 – 996,3	0,1 – 10^4
c_2	25,90	25,04 – 26,79	25,90 – $4,11 \times 10^4$	10,00 – 10^5

*I.C. intervalo de confiança

Tabela 5.18. Função objetivo minimizada utilizando o modelo Herschel-Bulkley não isotérmico: Uso das equações de Arrhenius e WLF.

Arrhenius		WLF	
Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
145,5	43,78 – 88,00	577,44	42,95 – 86,83

Os dados apresentados na Tabela 5.17 indicam que os parâmetros c_1 e c_2 do modelo WLF apresentam intervalos de confiança muito amplos e completamente assimétricos. Isto se deve a alta correlação dos parâmetros deste modelo, o que dificulta a estimação. Isto pode ser percebido pelo elevado valor da função objetivo ao final do procedimento de estimação. As matrizes de correlações dos parâmetros são apresentadas na Tabela 5.19 e na Tabela 5.20.

Tabela 5.19. Matriz de Correlação de parâmetros do Modelo Herschel-Bulkley/Arrhenius.

	M'	n	τ'_0	$\Delta\tilde{H}$
M'	1,000	-0,004	-0,989	-0,976
n	-0,004	1,000	-0,010	-0,004
τ'_0	-0,989	-0,010	1,000	0,949
$\Delta\tilde{H}$	-0,976	-0,004	0,949	1,000

Tabela 5.20. Matriz de Correlação de parâmetros do Modelo Herschel-Bulkley/WLF.

	M'	N	τ'_0	c_1	c_2
M'	1,000	-0,351	0,761	0,916	0,919
n	-0,351	1,000	0,322	-0,006	-0,006
τ'_0	0,761	0,322	1,000	0,916	0,920
c_1	0,916	-0,006	0,916	1,000	0,9998
c_2	0,919	-0,006	0,920	0,9998	1,000

Como reportado no capítulo 4, seção 4.4.2.5, Schwaab e Pinto (2008) indicaram que altas correlações entre parâmetros (valores próximos a um) geram uma sensibilidade maior em um parâmetro frente a variação do outro parâmetro ao qual o primeiro está associado, mesmo

que esta variação seja mínima, o que dificulta a estimação. Assim, quanto mais próximo de zero é o coeficiente de correlação mais eficiente é a estimação.

Comparando os resultados da Tabela 5.16 com os da Tabela 5.17, conclui-se que a estimação utilizando o modelo de Arrhenius foi mais eficiente em comparação com o modelo WLF, uma vez que os parâmetros estimados podem ser considerados significativos.

Esta alta correlação entre parâmetros, principalmente a correlação de $c_1 \times c_2$ do modelo WLF, é o motivo do intervalo de confiança desses dois parâmetros terem sido tão amplos, já que a mínima variação de um causa efeitos no outro, sendo muito difícil a estimação simultânea dos dois parâmetros. A elevada correlação entre os parâmetros mencionados pode também explicar o elevado valor da função objetivo observada na Tabela 5.18. Eventualmente, as elevadas correlações do modelo WLF podem ser solucionadas com o uso de procedimentos de reparametrização (SCHWAAB e PINTO, 2007a).

As regiões de confiança dos parâmetros dos modelos não isotérmicos são apresentadas nas Figuras a seguir (Figura 5.12 e Figura 5.13, modelo Arrhenius, Figura 5.14 e Figura 5.15, modelo WLF) sendo possível visualizar o efeito da correlação dos parâmetros.

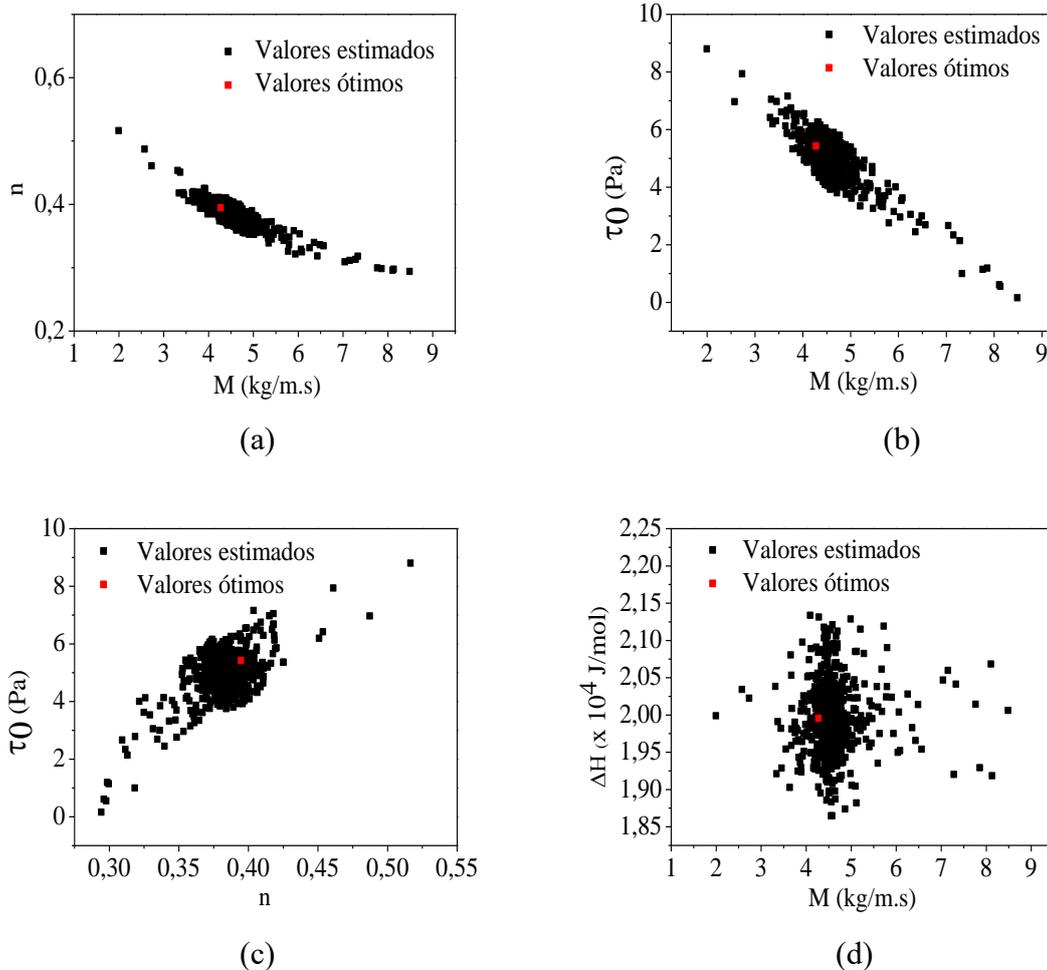


Figura 5.12. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel-Bulkley/Arrhenius: (a) $M \times n$, (b) $M \times \tau_0$, (c) $n \times \tau_0$, (d) $M \times \Delta \tilde{H}$.

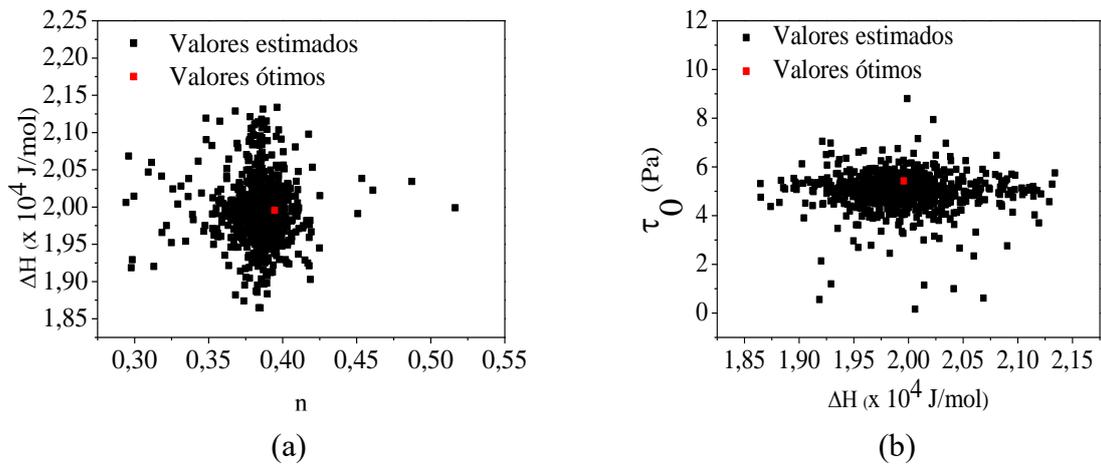


Figura 5.13. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel-Bulkley/Arrhenius: (a) $n \times \Delta \tilde{H}$, (b) $\Delta \tilde{H} \times \tau_0$.

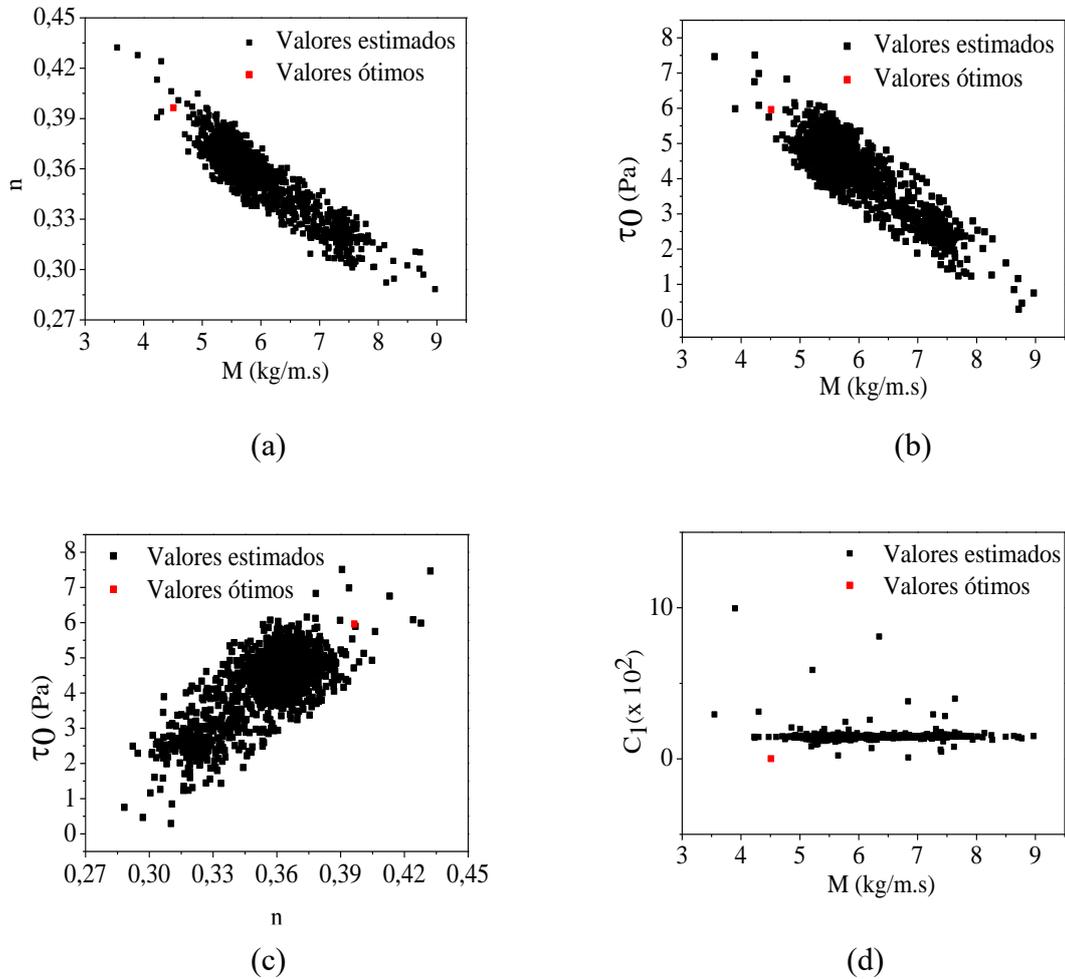


Figura 5.14. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel-Bulkley/WLF: (a) $M \times n$, (b) $M \times \tau_0$, (c) $n \times \tau_0$, (d) $M \times c_1$.

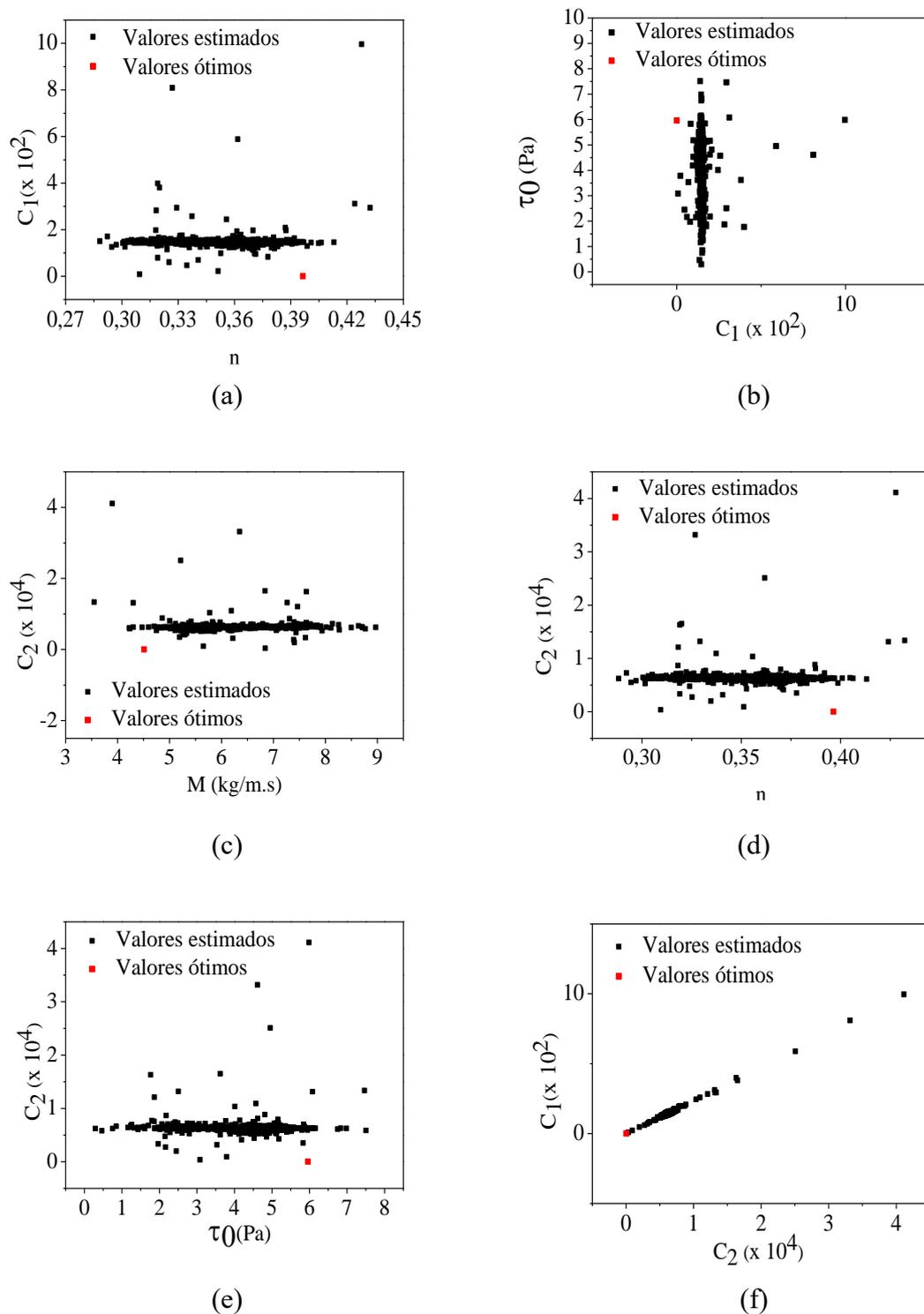
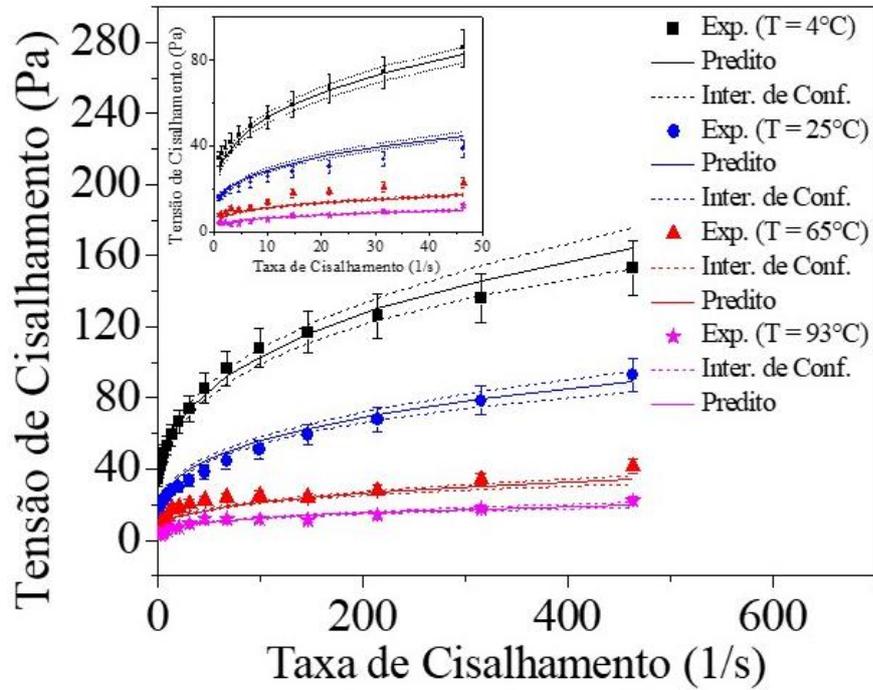


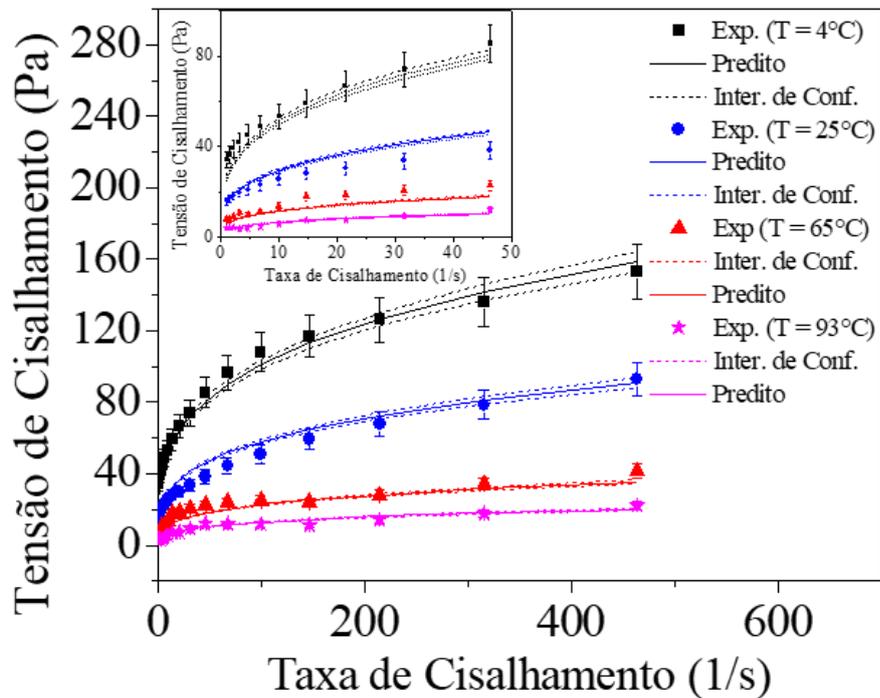
Figura 5. 15. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico Herschel-Bulkley/WLF: (a) $n \times c_1$, (b) $c_1 \times \tau_0$, (c) $M \times c_2$, (d) $n \times c_2$, (e) $\tau_0 \times c_2$, (f) $c_1 \times c_2$.

Comparando a Figura 5.12, a Figura 5.13, a Figura 5.14 e a Figura 5. 15, constata-se que todas as regiões de confiança dos parâmetros do modelo de Arrhenius foram bem definidas, com os respectivos pontos ótimos inseridos nas regiões. Para o modelo WLF, no entanto, isto não ocorre para todas as regiões, sendo algumas dispersas dentro de um amplo intervalo e com

os seus parâmetros ótimos nas extremidades, devido à alta correlação dos parâmetros deste modelo, que prejudica a eficiência da estimação. A Figura 5.16, a Figura 5.17 e a Figura 5.18 apresentam os ajustes dos modelos não-isotérmicos de Arrhenius e WLF ao conjunto de dados experimentais:

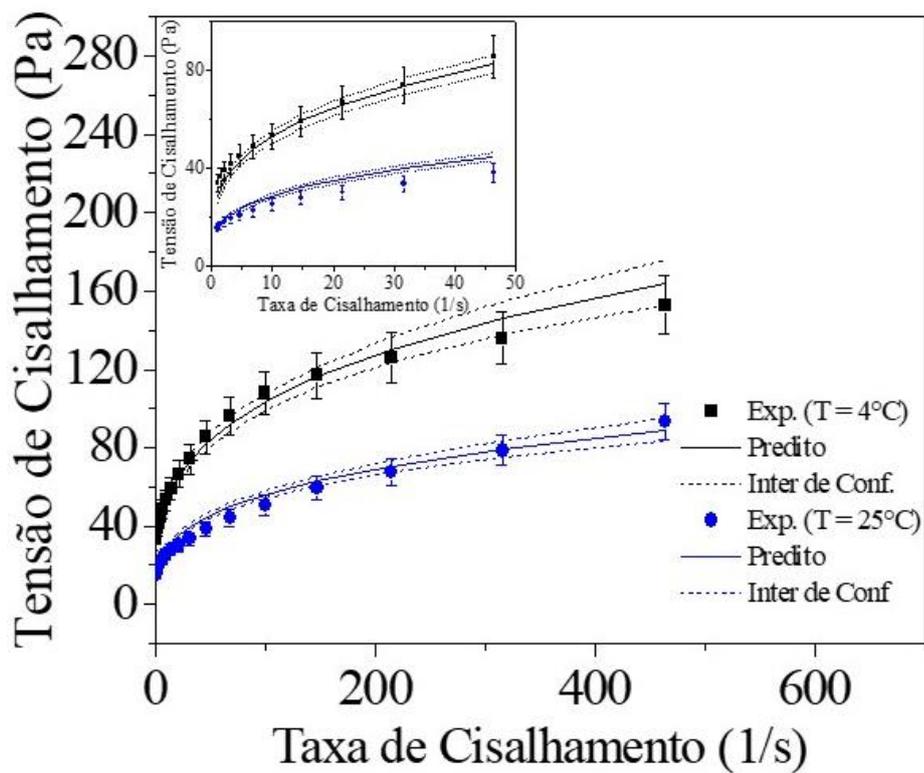


(a)

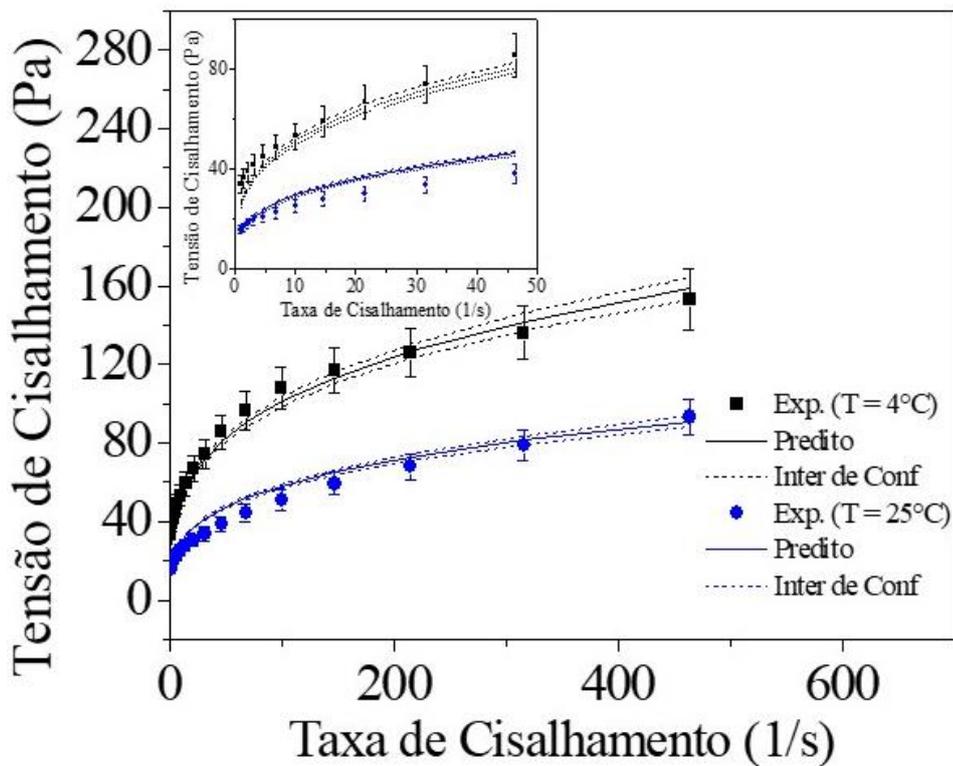


(b)

Figura 5.16. Ajuste do modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico: (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.

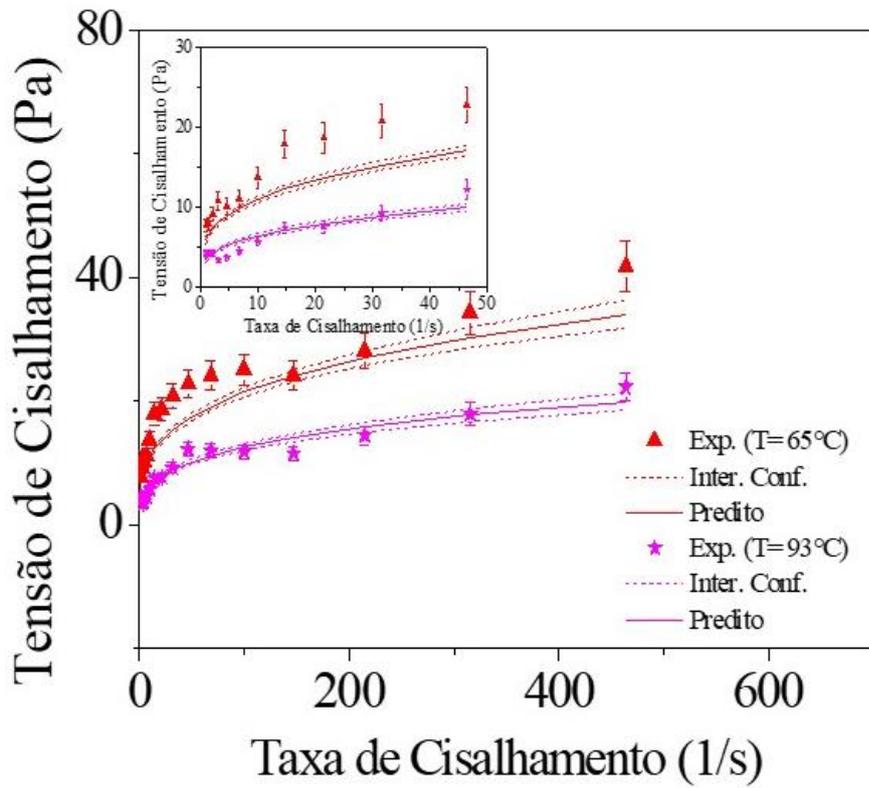


(a)

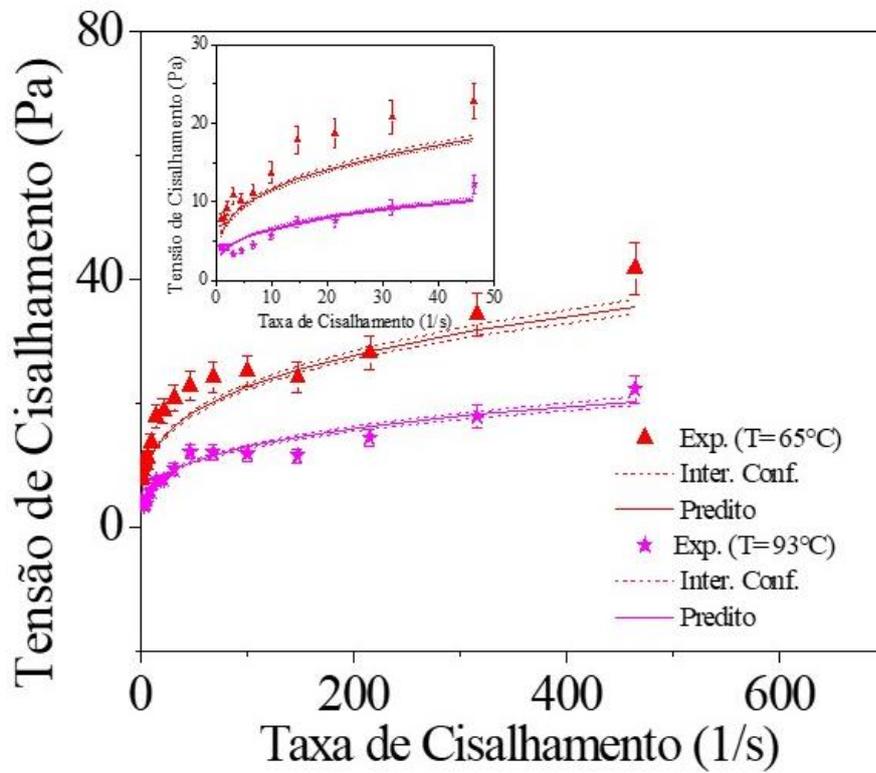


(b)

Figura 5.17. Ajuste do modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico para baixas temperaturas ($4^\circ C$ e $25^\circ C$):
 (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.



(a)



(b)

Figura 5.18. Ajuste do modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico para altas temperaturas ($65^\circ C$ e $93^\circ C$):
 (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.

A Figura 5.16 (a) apresenta o ajuste do modelo de Arrhenius ao conjunto de dados experimentais de taxa e tensão para as quatro temperaturas, enquanto a Figura 5.16 (b) apresenta o ajuste do modelo WLF para o mesmo conjunto de dados. É possível observar que o ajuste dos dois modelos é similar e ambos conseguem descrever o comportamento reológico do fluido nas quatro temperaturas satisfatoriamente.

A Figura 5.17 (a) e (b) apresentam o ajuste, respectivamente, dos modelos Arrhenius e WLF para as temperaturas mais baixas (4°C e 25°C). Neste caso, ambos os modelos ajustaram os dados experimentais de forma satisfatória.

A Figura 5.18 (a) e (b) apresentam os ajustes dos modelos para as temperaturas mais altas (65°C e 93°C). Para estas temperaturas, os ajustes aos dados experimentais apresentaram alguns desvios, principalmente nas regiões de baixas taxas de deformação (conforme ilustrado na ampliação dessas regiões nas subfiguras). Conforme previamente discutido, existem erros experimentais nessa região devido à utilização da geometria placa-placa nos testes reológicos.

Finalizada a análise dos modelos não isotérmicos com o modelo reológico Herschel-Bulkley, o mesmo procedimento foi realizado para o modelo *power law*. Na Tabela 5.21 são apresentados os parâmetros estimados para o modelo de Arrhenius, enquanto na Tabela 5.22 os parâmetros estimados para o modelo WLF. A temperatura de referência empregada nas simulações com a equação de Arrhenius foi a média das temperaturas em que os dados foram medidos, ou seja, 47°C.

Tabela 5.21. Parâmetros estimados para o modelo *power law* não isotérmico: Uso da equação de Arrhenius.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* t-student	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M' (kg/m.s)	8,71	8,32 – 9,12	7,99 – 9,62	0,01 – 100,0
n	0,283	0,276 – 0,291	0,254 – 0,312	10^{-3} – 100,0
$\Delta\tilde{H}$ ($\times 10^4$ J/mol)	1,996	1,759 - 2,266	1,867 - 2,123	1,00 – 10

*I.C. intervalo de confiança

Tabela 5.22. Parâmetros estimados para o modelo *power law* não-isotérmico: Uso da equação WLF.

Parâmetros	Valor Estimado	I.C.* t-student	I.C.* Enxame	Intervalo de Busca
M' (kg/m.s)	9,11	8,84 -9,38	8,03 –9,70	0,01 – 100,0
n	0,284	0,280 – 0,287	0,258 – 0,316	10^{-3} – 100,0
c_1	14,77	9,01 – 24, 24	6,08 – 23,62	0,1 – 100,0
c_2	6,29	1,92 – 20,6	2,48 – 9,98	1,0 – 100

*I.C. intervalo de confiança

Tabela 5.23. Função objetivo minimizada utilizando o modelo *power law* não isotérmico: Uso das equações de Arrhenius e WLF.

Arrhenius		WLF	
Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
160,2	44,60 – 89,18	630,8	43,78 – 88,00

Observando a Tabela 5.21 e a Tabela 5.22 verifica-se que o modelo WLF apresenta intervalos de confiança dos parâmetros c_1 e c_2 assimétricos e bastante amplos. Além disso, o valor da função objetivo (Tabela 5.23) está acima do limite superior da função chi-quadrado. Já o modelo Arrhenius apresentou parâmetros com intervalos de confiança mais estreitos, e o valor da função objetivo foi mais próximo do limite superior da função chi-quadrado. Portanto, pode-se dizer que a estimação utilizando o modelo Arrhenius foi mais eficiente do que a utilizando o modelo WLF para o modelo reológico *power law*. Como observado nas estimações para o modelo Herschel-Bulkley não-isotérmico, a alta correlação dos parâmetros da equação WLF que prejudicam a eficiência da estimação. As regiões de confiança são apresentadas na Figura 5.19 e na Figura 5.20.

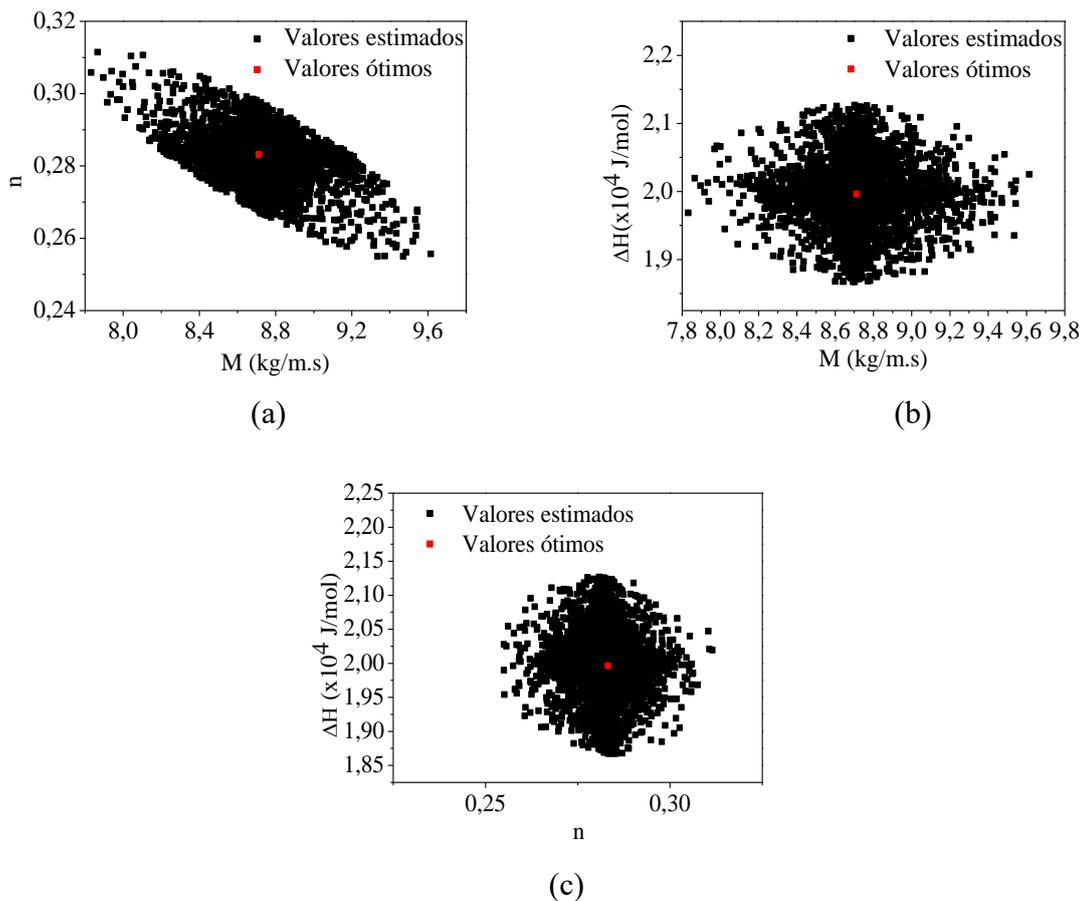


Figura 5.19. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico *power law*/Arrhenius: (a) $M \times n$, (b) $M \times \Delta\dot{H}$, (c) $n \times \Delta\dot{H}$.

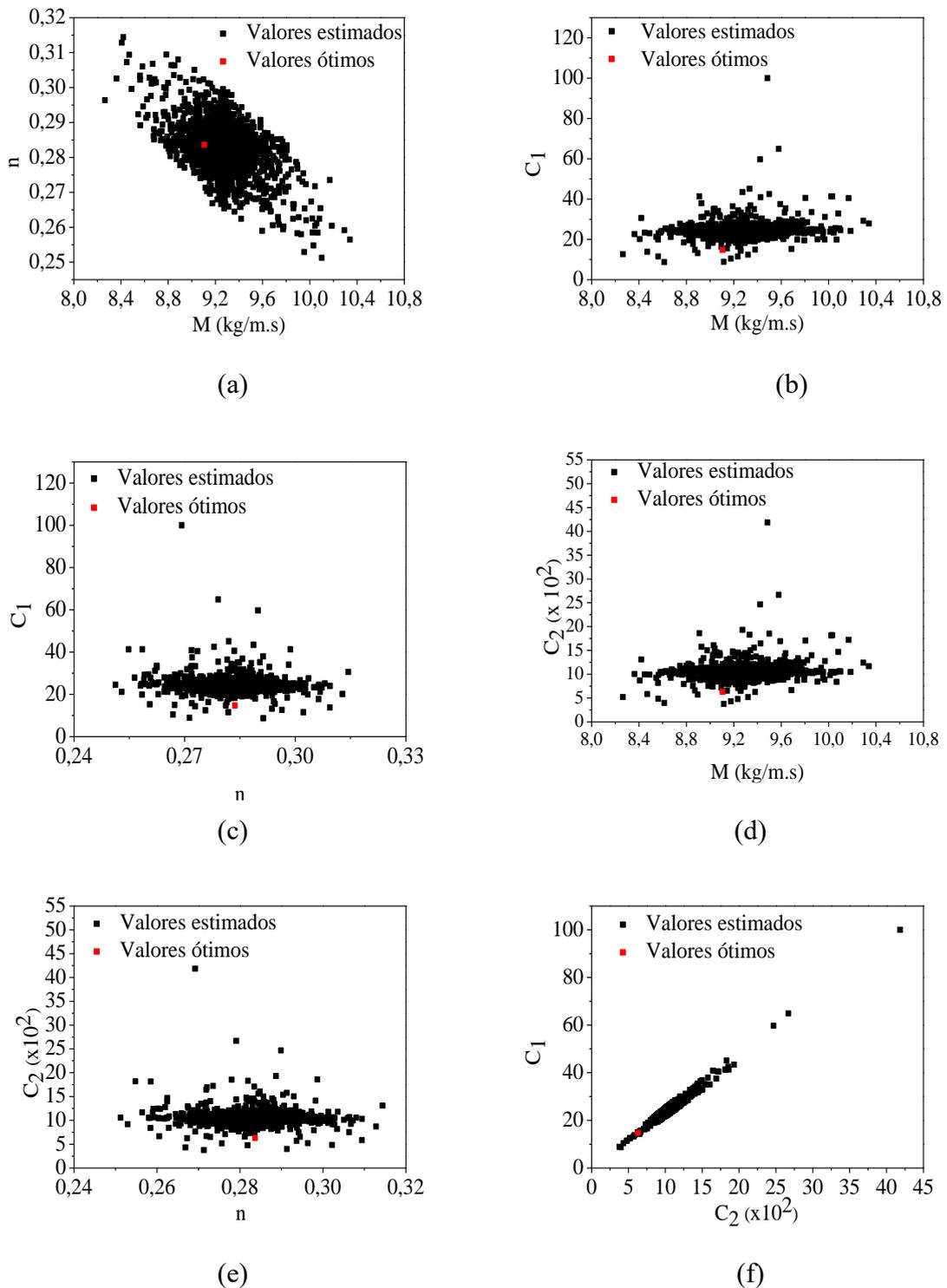


Figura 5.20. Regiões de confiança dos parâmetros do modelo reológico não-isotérmico *power law*/WLF: (a) $M \times n$, (b) $M \times c_1$, (c) $n \times c_1$, (d) $M \times c_2$, (e) $n \times c_2$, (f) $c_1 \times c_2$.

Observando as regiões de confiança de ambos os modelos apresentadas na Figura 5.19 e na Figura 5.20, verifica-se que a equação de Arrhenius apresenta regiões de confiança bem definidas com seus parâmetros ótimos no centro das regiões. Todavia, o modelo WLF apresenta regiões de confiança dispersas e com seus parâmetros ótimos nas extremidades. Conforme já

discutido, isto é causado pela alta correlação dos parâmetros do modelo WLF e indica, novamente, que a estimativa utilizando a equação Arrhenius foi mais eficiente.

A Figura 5.21, a Figura 5.22 e a Figura 5.23 apresentam os ajustes dos modelos reológicos não isotérmicos de *power law* com o emprego das equações de Arrhenius e WLF.

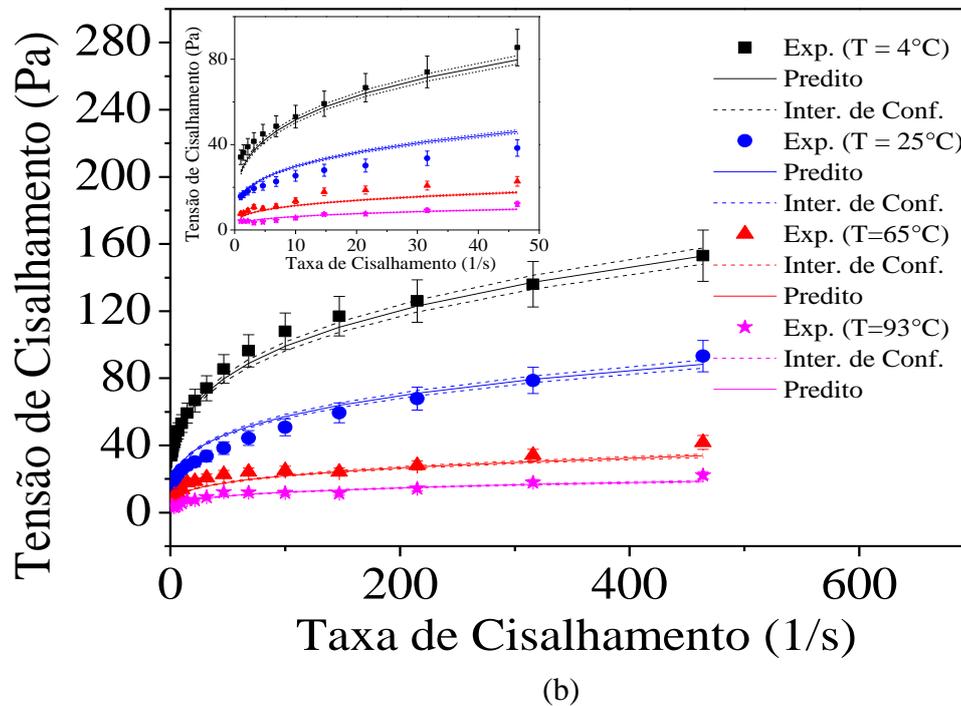
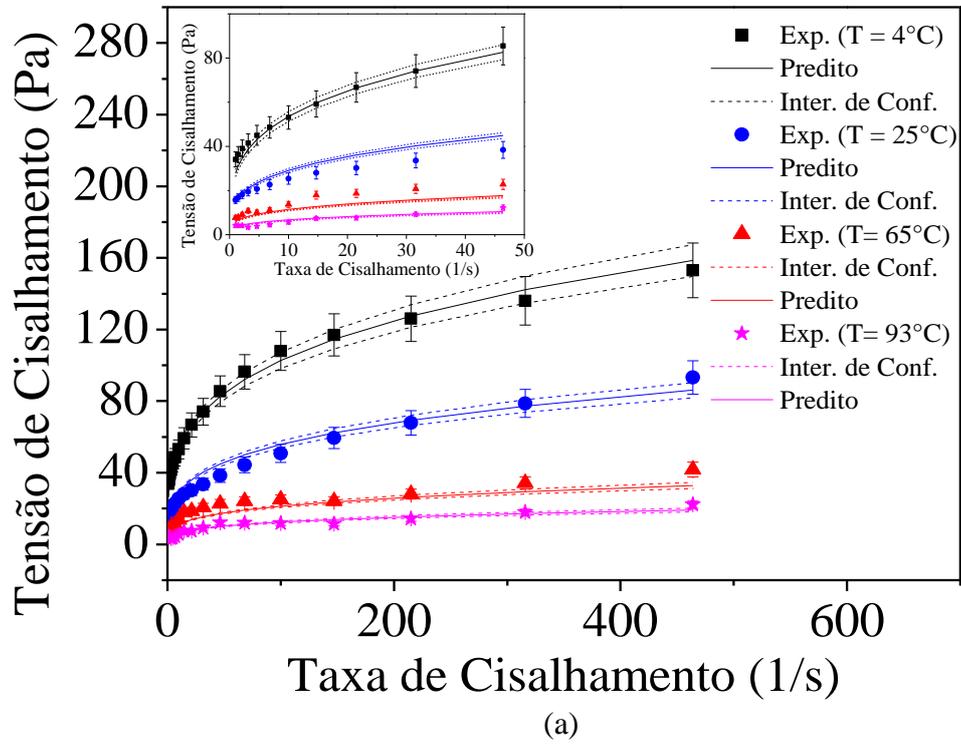
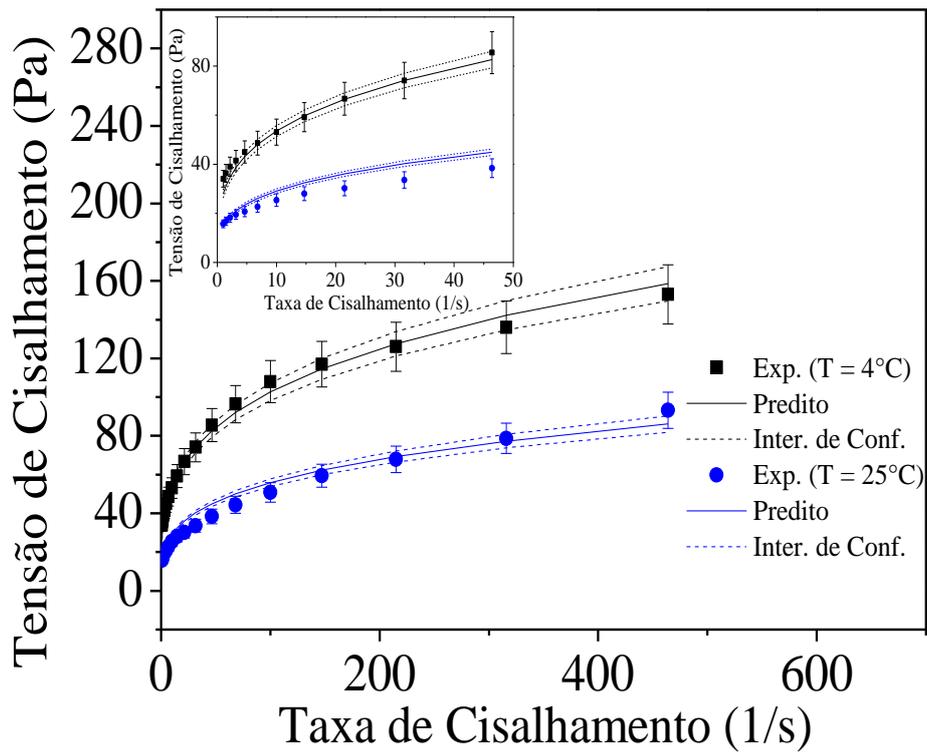
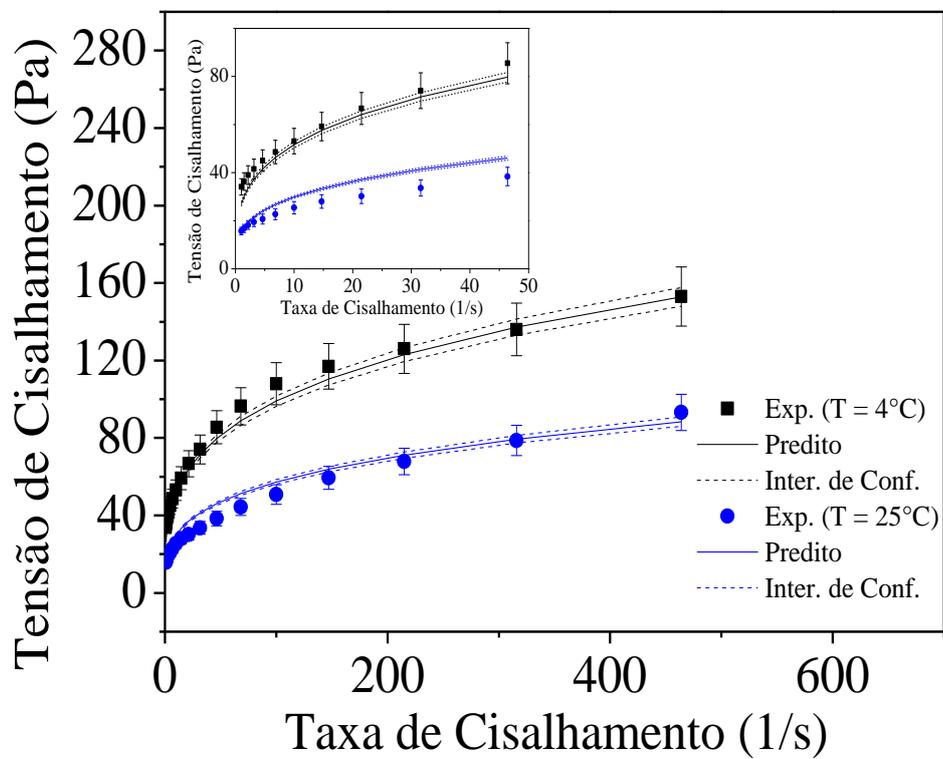


Figura 5.21. Ajuste do modelo *power law* não-isotérmico: (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.



(a)



(b)

Figura 5.22. Ajuste do modelo *power law* não-isotérmico para baixas temperaturas ($4^\circ C$ e $25^\circ C$): (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.

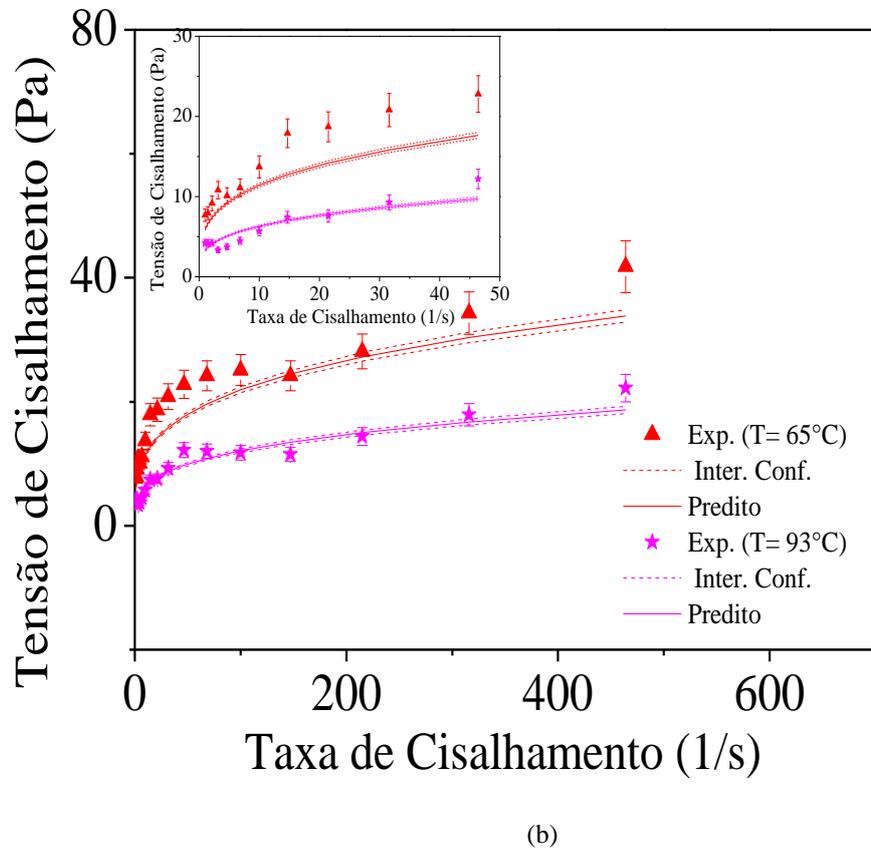
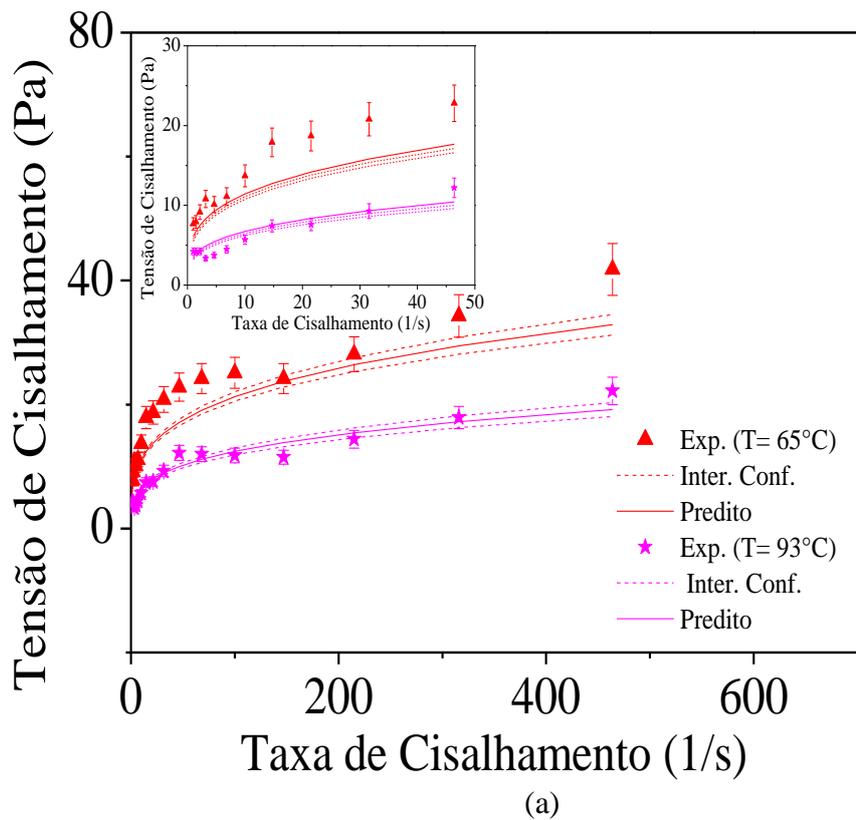


Figura 5.23. Ajuste do modelo *power law* não-isotérmico para altas temperaturas (65°C e 93°C): (a) Modelo de Arrhenius, (b) Modelo WLF.

Os resultados da Figura 5.21 indicam que os ajustes dos dois modelos não-isotérmicos ao conjunto de dados experimentais são bem similares, de tal modo que ambos os modelos foram capazes de prever satisfatoriamente o comportamento do fluido nas quatro temperaturas. Verifica-se ainda, que os ajustes nas temperaturas mais altas (Figura 5.23) apresentaram um maior desvio, devido aos erros experimentais presentes nos ensaios. Os erros experimentais foram causados pela utilização da geometria placa-placa, como explicado anteriormente.

Considerando as análises reológicas apresentadas, conclui-se que a equação de Arrhenius é o modelo mais indicado para ser utilizado nas simulações da sedimentação não isotérmica, uma vez que este apresenta menores correlações entre os parâmetros. Além disso os parâmetros e os respectivos intervalos de confiança obtidos são consistentes. Esta constatação está de acordo com Bird et al. (2002), que diz que a equação de Arrhenius é mais indicada para descrever o comportamento reológico não-isotérmico de soluções poliméricas de baixa massa molar, emulsões e suspensões, como é o caso dos fluidos de perfuração.

5.2 Ensaio de Sedimentação em Fluido Br-Mul Isotérmico

Utilizando os dois modelos isotérmicos descritos no último capítulo, quais sejam, os modelos em função do fluxo e da velocidade, em conjunto com os dados experimentais para o fluido Br-Mul coletados por Fagundes (2015), foi possível estimar os parâmetros da região de espessamento ($\varepsilon_s \geq \varepsilon_{s0}$).

Neste trabalho, assim como proposto por Rocha (2018), a região de espessamento é definida como a zona de sedimentação em que a fração volumétrica de sólidos é igual ou maior do que a fração volumétrica de sólidos inicial.

Como indicado na Figura 5.24, a região de espessamento apresenta como característica a presença de gradientes de concentração de sólidos, devido ao aumento da concentração no fundo da coluna. Tipicamente, a pressão de sólidos é descrita como uma função da concentração de sólidos, $P_s(\varepsilon_s)$. Portanto, é fácil compreender que o gradiente de pressão de sólidos na equação do movimento deve ser considerado.

A Figura 5.24 traz uma comparação entre as regiões de sedimentação adotadas por Rocha (2018) e neste trabalho, além das zonas de sedimentação de Kynch (1952). A figura traz ainda a orientação do eixo z utilizada neste trabalho, em que $z = 0$ está na base da coluna e $z = L_0$, que corresponde à altura da suspensão, está no topo da coluna.

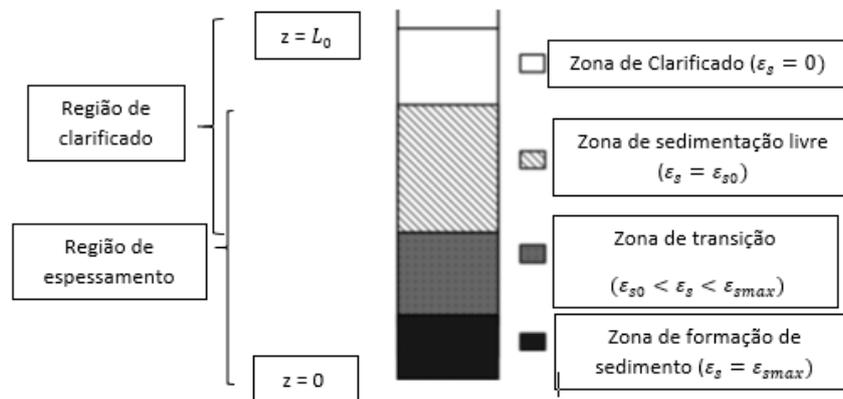


Figura 5.24. Comparação das regiões de sedimentação adotadas por Rocha (2018) e Kynch (1952) (Adaptado de ROCHA, 2018).

Os parâmetros reológicos utilizados nas estimações são os mesmos estimados por Rocha (2018), uma vez que os dados experimentais são exatamente os mesmos. A única diferença é que o modelo deste trabalho utiliza uma combinação de parâmetros dos modelos *power law* e Herschel-Bulkley. São empregados nas simulações os índices de consistência (M) e de comportamento (n), estimados com o modelo *power law*, enquanto a tensão limite de escoamento (τ_0) foi estimada com o modelo Herschel-Bulkley. Cabe salientar que a equação do tipo *power law* foi empregada no desenvolvimento do modelo de sedimentação sempre que a tensão limite for superada.

No início da sedimentação, quando as taxas de sedimentação são nulas devido à tensão limite de escoamento, admitiu-se que o fluido apresenta comportamento viscoelástico linear. Nesta transição, a tensão de cisalhamento foi calculada pelo modelo de Maxwell, que é dependente do tempo de relaxação e da tensão limite de escoamento. No trabalho de Rocha (2018), no entanto, apenas o comportamento *power law* do fluido foi considerado e o modelo de sedimentação não levou em conta o efeito da tensão limite de escoamento.

A Tabela 5.24 apresenta os parâmetros reológicos utilizados nas estimações dos dois trabalhos.

Tabela 5.24. Parâmetros reológicos utilizados neste trabalho e no trabalho de Rocha (2018).

	<i>Power Law</i> com Tempo de Relaxação		<i>Power Law</i> (Rocha, 2018)	
	Parâmetros	Desvio Padrão	Parâmetros	Desvio Padrão
M (kg/m.s)	30,13	0,58	30,13	0,58
n	0,21	0,07	0,21	0,07
τ_0 (Pa)	20,88	2,36	-	-

Os parâmetros de permeabilidade e de pressão dos sólidos estimados para a zona de espessamento empregando os modelos em função da velocidade e do fluxo, respectivamente, são apresentados na Tabela 5.25. Já na Tabela 5.26, são apresentados os parâmetros estimados por Rocha (2018) a título de comparação.

Tabela 5.25. Parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos estimados para os dois modelos propostos neste trabalho.

	Power Law com Tempo de Relaxação – Modelo em Função da Velocidade (Modelo 1)		Power Law com Tempo de Relaxação – Modelo em Função do Fluxo (Modelo 2)	
	Valor Estimado	I.C.* Enxame	Valor Estimado	I.C.* Enxame
B ($\times 10^{-2}$)	2,055	2,046 – 2,063	2,06	2,04 – 2,07
P_{sref} (Pa)	0,26	0,25 – 0,33	0,17	0,14 – 0,20
β	3,52	3,29 – 3,62	3,01	2,93 – 3,09
λ ($\times 10^4$ s)	4,862	4,446 – 5,354	4,769	3,818 – 5,958

*I.C – Intervalo de Confiança

Tabela 5.26. Parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos estimados com o modelo de Rocha (2018).

	Power Law (ROCHA, 2018)	
	Valor Estimado	I.C.* Enxame
k_0	27,99	27,34 – 28,52
A	0,58	0,56 – 0,60
P_{sref} (Pa)	18,62	16,74 – 85,89
B	0,19	0,04 – 0,21

Tabela 5.27. Valores das funções objetivos minimizadas dos modelos 1 e 2 e do modelo de Rocha (2018).

	Função Objetivo	Intervalo da Função Chi-Quadrado
Power Law com Tempo de Relaxação – (Modelo 1)	199,30	372,57 – 487,22
Power Law com Tempo de Relaxação – (Modelo 2)	227,91	372,57 – 487,22
Power Law (ROCHA, 2018)	346,67	322,31 – 429,47

A Tabela 5.25 e a Tabela 5.26 apresentam os valores estimados dos seguintes parâmetros: P_{sref} e β da equação de pressão de sólidos; B da equação de permeabilidade de Kozeny–Carman (empregada neste trabalho); k_0 e Λ da equação de permeabilidade proposta por Rocha (2018); bem como o tempo de relaxação (λ), presente apenas nos modelos deste trabalho.

Observando a Tabela 5.25 é possível perceber que os intervalos de confiança dos parâmetros estimados foram estreitos, simétricos e consistentes, mostrando que todos os parâmetros foram estimados com precisão, tanto para o modelo em função da velocidade quanto para o modelo em função do fluxo. Comparando com os parâmetros estimados por Rocha (2018) (Tabela 5.26), verifica-se que o parâmetro P_{sref} apresenta intervalos estreitos e simétricos nas estimações, utilizando os modelos apresentados neste trabalho. Portanto, é possível observar uma melhoria na qualidade das estimações empregando os modelos deste trabalho.

As Regiões de confiança dos parâmetros dos modelos deste trabalho são apresentadas nas figuras a seguir (Figura 5.25 e Figura 5.26, modelo 1, e Figura 5.27 e Figura 5.28, modelo 2), e as matrizes de correlação dos parâmetros na Tabela 5.28 e na Tabela 5.29.

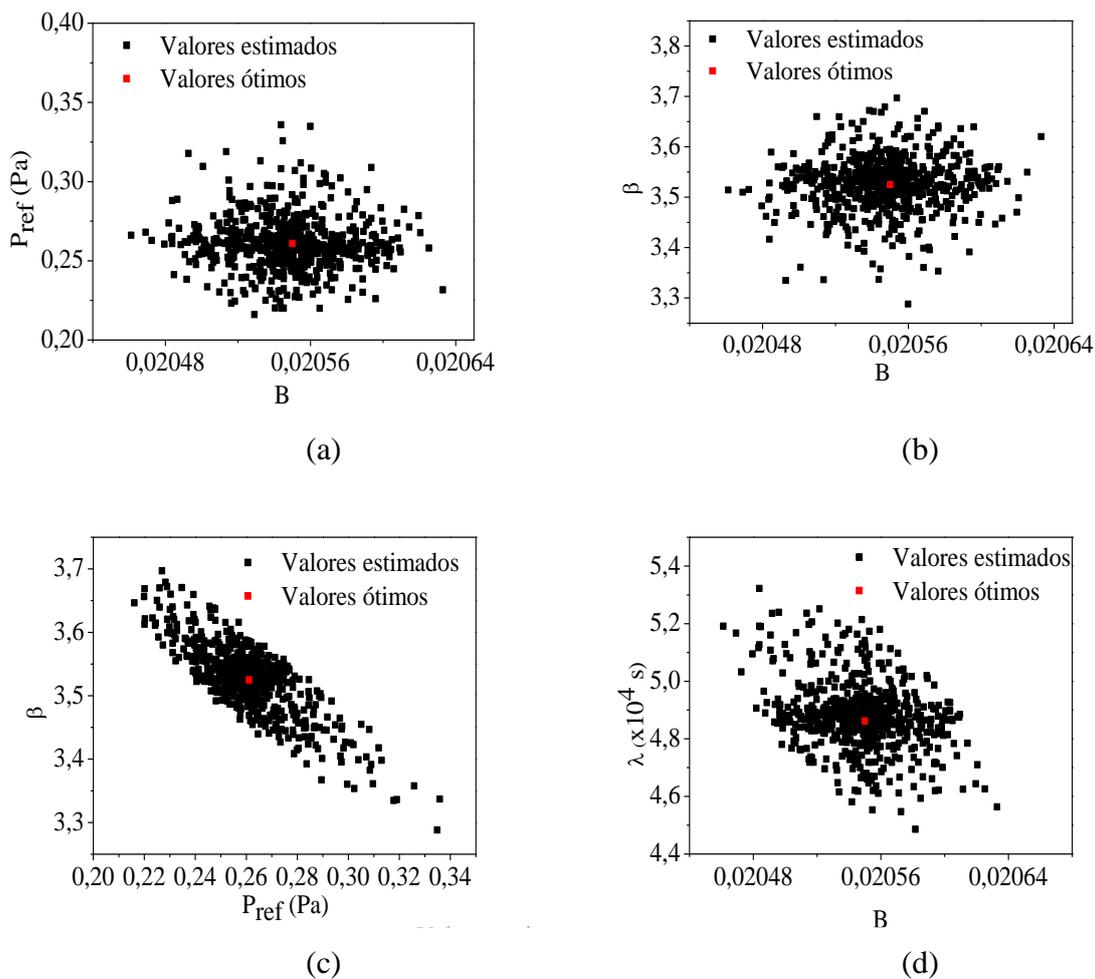


Figura 5.25. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função da velocidade: (a) $B \times P_{sref}$, (b) $B \times \beta$, (c) $P_{sref} \times \beta$, (d) $B \times \lambda$.

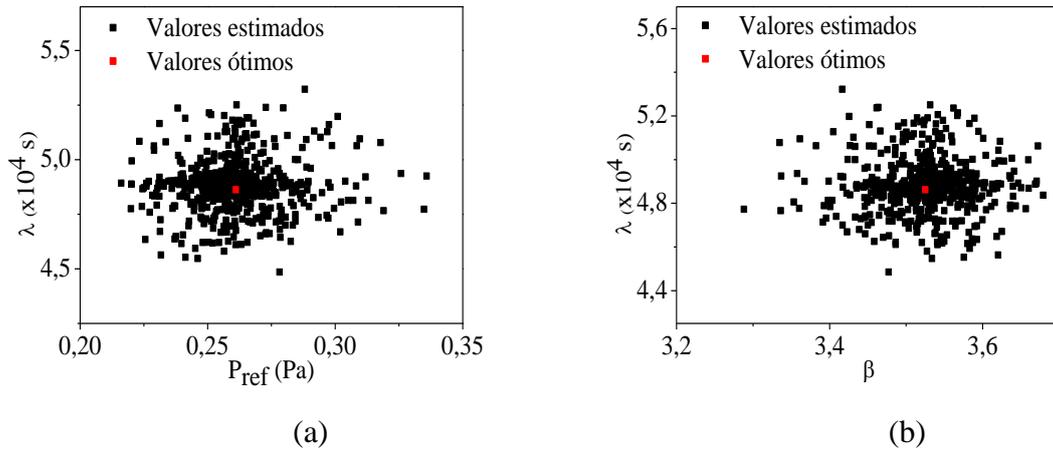


Figura 5.26. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função da velocidade: (a) $P_{sref} \times \lambda$, (b) $\beta \times \lambda$.

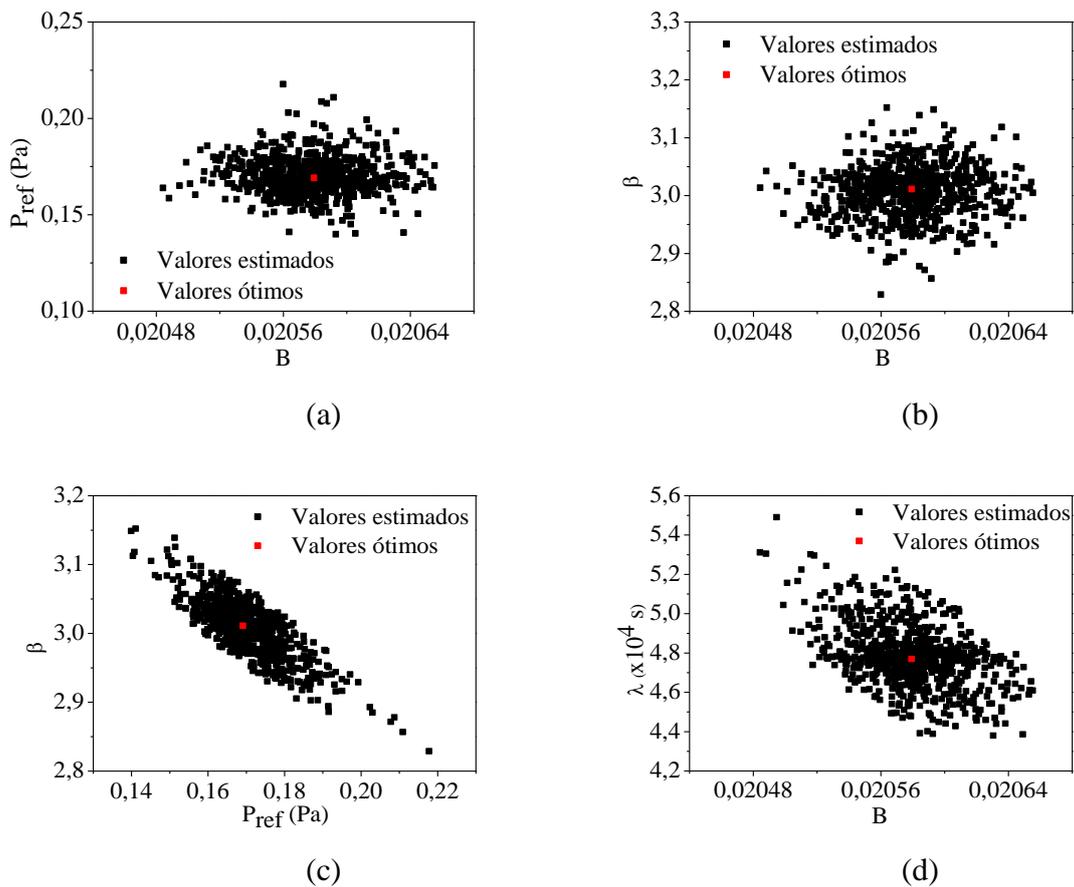


Figura 5.27. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função do fluxo: (a) $B \times P_{sref}$, (b) $B \times \beta$, (c) $P_{sref} \times \beta$, (d) $B \times \lambda$.

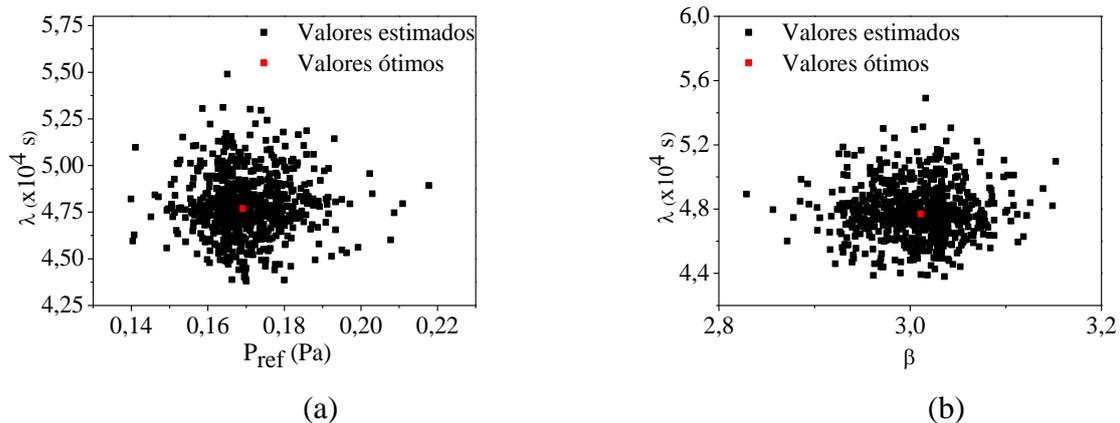


Figura 5.28. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade, pressão dos sólidos e tempo de relaxação no modelo em função do fluxo: (a) $P_{sref} \times \lambda$, (b) $\beta \times \lambda$.

Tabela 5.28. Matriz de correlação dos parâmetros do modelo em função da velocidade.

	B	P_{sref}	β	λ
B	1,000	-0,189	0,197	0,662
P_{sref}	-0,189	1,000	-0,950	-0,084
β	0,197	-0,950	1,000	0,067
λ	0,662	-0,084	0,067	1,000

Tabela 5.29. Matriz de correlação dos parâmetros do modelo em função do fluxo.

	B	P_{sref}	β	λ
B	1,000	-0,200	0,194	0,649
P_{sref}	-0,200	1,000	-0,948	-0,106
β	0,194	-0,948	1,000	0,080
λ	0,649	-0,106	0,080	1,000

Observando as regiões de confiança reportadas na Figura 5.25, na Figura 5.26, na Figura 5.27 e na Figura 5.28 é possível perceber que todas foram bem formadas, consistentes, com intervalos estreitos e pontos ótimos em seus centros, sinalizando que todos os parâmetros foram estimados de maneira precisa, para ambos os modelos apresentados neste trabalho.

Analisando as matrizes de correlações apresentadas na Tabela 5.28 e na Tabela 5.29, observa-se que tanto o modelo em função da velocidade, quanto o modelo em função do fluxo apresentaram apenas uma correlação alta entre seus parâmetros, em ambos os casos o par de parâmetros que se aproxima da unidade são os parâmetros de pressão dos sólidos, o que não prejudicou a eficiência da estimação.

Comparando as regiões de confiança apresentadas neste trabalho para ambos os modelos com as regiões apresentadas por Rocha (2018) (Figura 5.29), verifica-se que os intervalos de confiança apresentaram simetria, principalmente nos parâmetros relativos à equação de pressão nos sólidos. Conforme pode ser observado na Figura 5.29, os intervalos de confiança dos parâmetros da equação de pressão de sólidos apresentaram assimetria. Portanto, as mudanças propostas no modelo de sedimentação proporcionaram a obtenção de parâmetros precisos.

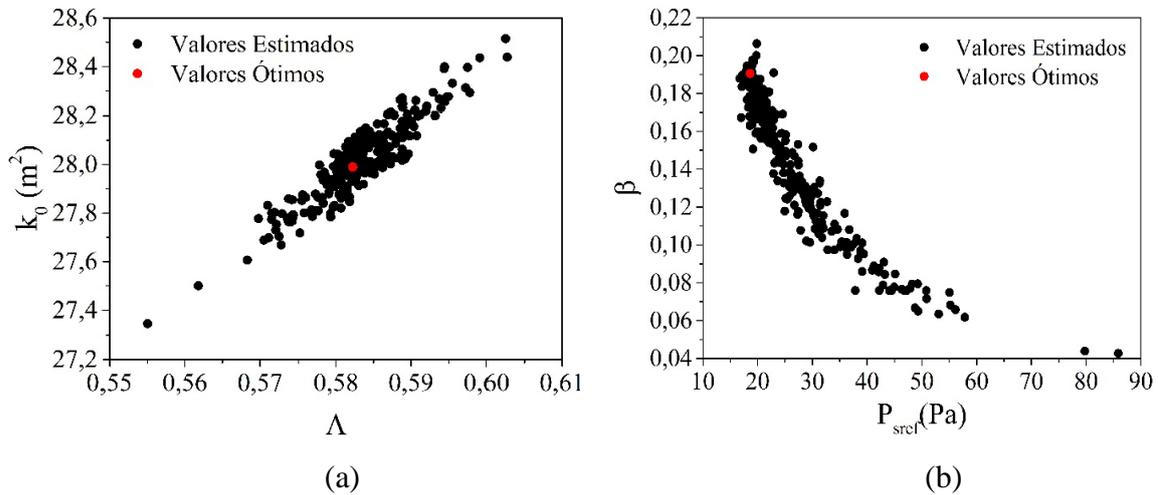


Figura 5.29. Regiões de confiança dos parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos (ROCHA, 2018).

Na Figura 5.30 e na Figura 5.31 são apresentadas as previsões dos modelos em função da velocidade e em função do fluxo, respectivamente, utilizando os parâmetros estimados reportados na Tabela 5.25. Comparando com a previsão do modelo de Rocha (2018) (Figura 5.32), percebe-se que os modelos aqui apresentados fornecem melhores resultados no início da dinâmica de sedimentação. Isto ocorre devido à introdução do parâmetro de tempo de relaxação na equação de tensão de cisalhamento, que é comparada com a tensão limite de escoamento. Assim, o escoamento é iniciado apenas quando a tensão de cisalhamento é igual ou maior do que a tensão limite de escoamento.

A Figura 5.30, a Figura 5.31 e a Figura 5.32 apresentam a dinâmica de sedimentação na região de espessamento para diferentes posições axiais da coluna. É possível perceber que a concentração de sólidos aumenta ao longo do tempo devido ao acúmulo de partículas nesta região, com taxas de sedimentação baixas. Estas baixas taxas de sedimentação ocorrem em decorrência das altas viscosidades aparentes do fluido e justificam porque nem mesmo na altura mais próxima da base da coluna ($z = 0,5$ cm), a concentração máxima adotada neste trabalho ($\epsilon_{smax} = 50$ (% v/v)) foi atingida em 365 dias. No trabalho de Rocha (2018), no entanto, a concentração máxima utilizada foi de 19 % v/v tendo sido, portanto, atingida apenas na altura de 0,5 cm.

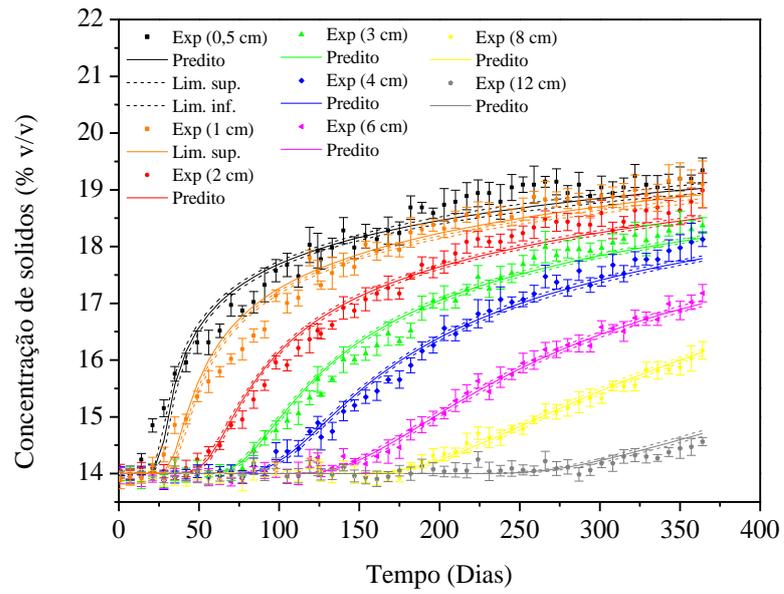


Figura 5.30. Dados preditos e experimentais da sedimentação de sólidos presentes no fluido Br-Mul: Modelo em função da velocidade proposto neste trabalho.

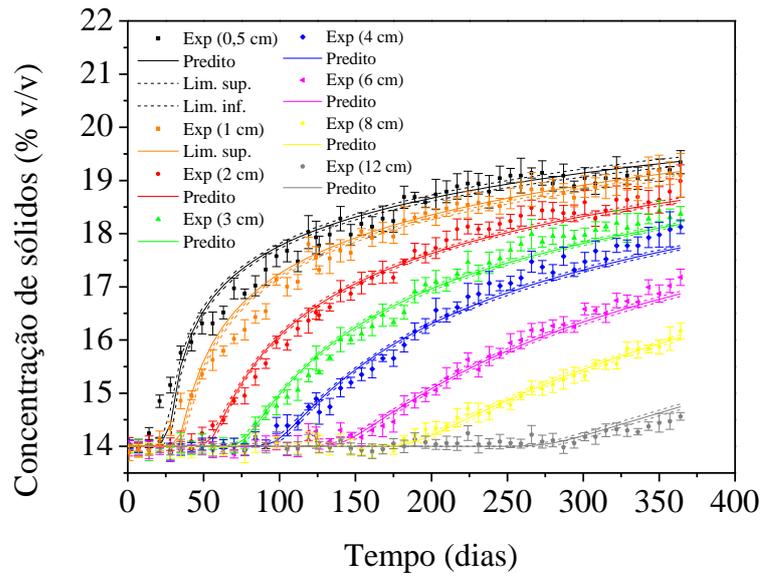


Figura 5.31. Dados preditos e experimentais da sedimentação de sólidos presentes no fluido Br-Mul: Modelo em função do fluxo proposto neste trabalho.

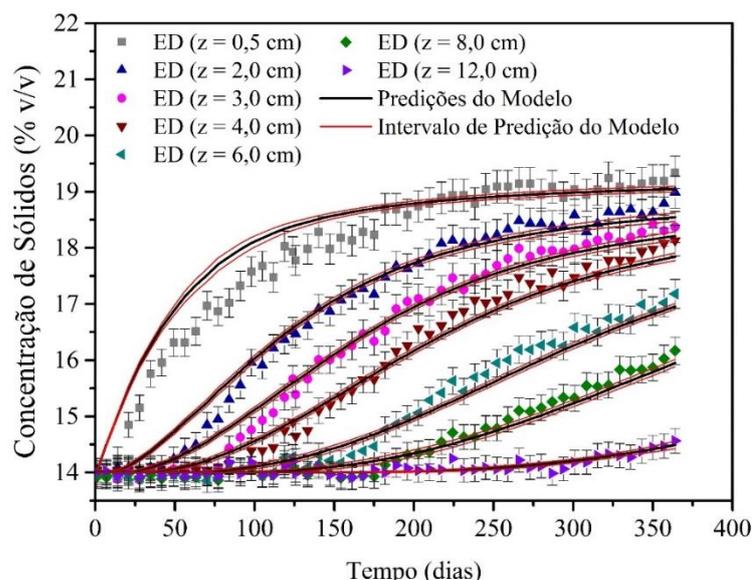


Figura 5.32. Dados preditos e experimentais da sedimentação de sólidos presentes no fluido Br-Mul (ROCHA, 2018).

Como comentado anteriormente a região de espessamento adotada neste trabalho é formada por todas as zonas de sedimentação onde a concentração de sólidos é igual ou maior do que a concentração inicial. Sendo assim, esta região contém as zonas de sedimentação livre, transição e formação de sedimento. Portanto, como constatado por Rocha (2018), é possível observar essas três zonas na predição do modelo proposto pelo autor (Figura 5.32). A zona de sedimentação livre pode ser observada na posição axial de 12 cm durante aproximadamente 300 dias. A zona de transição é notada para as posições entre 2 e 8 cm durante todos os 365 dias, enquanto a zona de formação de sedimento é notada apenas na altura de 0,5 cm após 250 dias.

Nas predições dos modelos propostos neste trabalho (Figura 5.30 e Figura 5.31), no entanto, não é possível observar a zona de formação de sedimento, uma vez que a concentração máxima, aqui adotada (50%), não foi atingida ao final dos 365 dias. Assim, a altura de 0,5 cm também faz parte da zona de transição. Todas as outras alturas representam as mesmas zonas descritas por Rocha (2018).

É importante ressaltar que, embora o ajuste do modelo de Rocha (2018) seja satisfatório, a dinâmica inicial da sedimentação não é prevista. No entanto, os modelos apresentados neste trabalho conseguem contornar esta limitação com a introdução do parâmetro tempo de relaxação na equação de tensão de cisalhamento que descreve a transição entre a região viscoelástica e viscosa. Portanto, os modelos foram capazes de descrever o efeito da tensão limite de escoamento, que é uma característica intrínseca do fluido de perfuração no comportamento dinâmico da sedimentação.

5.3 Simulação da Sedimentação em um Fluido Olefínico Sintético em Diversas Temperaturas

Uma vez que os modelos de sedimentação e os modelos reológicos não isotérmicos foram validados, é possível então combinar ambos e realizar simulações da sedimentação em diversas temperaturas.

Os seguintes parâmetros foram empregados nas simulações: parâmetros relativos a matriz sólida (permeabilidade e pressão de sólidos), tempo de relaxação do fluido Br-mul (Tabela 5.25), parâmetros reológicos do modelo *power law* não isotérmico (equação de Arrhenius, Tabela 5.21) e tensão limite de escoamento do modelo Herschel-Bulkley não isotérmico (equação de Arrhenius, Tabela 5.16) obtidos para um fluido olefínico sintético. A escolha do modelo reológico *power law* se deu devido ao fato da tensão limite de escoamento já estar sendo incluída no modelo através da equação da tensão cisalhante na região viscoelástica. Uma vez superada a tensão limite de escoamento, o fluido passa a apresentar característica pseudo-plástica, bem descrita pelo modelo *power law*.

Além disso, foi adotada a hipótese de que a temperatura influencia apenas a reologia do fluido. Esta hipótese não é necessariamente verdadeira, uma vez que a temperatura pode afetar os parâmetros relativos à sedimentação, como por exemplo, a permeabilidade e a pressão dos sólidos. Todavia, estudos adicionais devem ser feitos para averiguar a importância de tais efeitos.

5.3.1 Simulação em uma proveta de 21 cm

As simulações do perfil dinâmico de sedimentação na região de espessamento em uma proveta de 21 cm para diversas temperaturas são apresentadas na Figura 5.33 e na Figura 5.34, considerando o modelo em função da velocidade. Os resultados para o modelo em função do fluxo são apresentados na Figura 5.35 e na Figura 5.36.

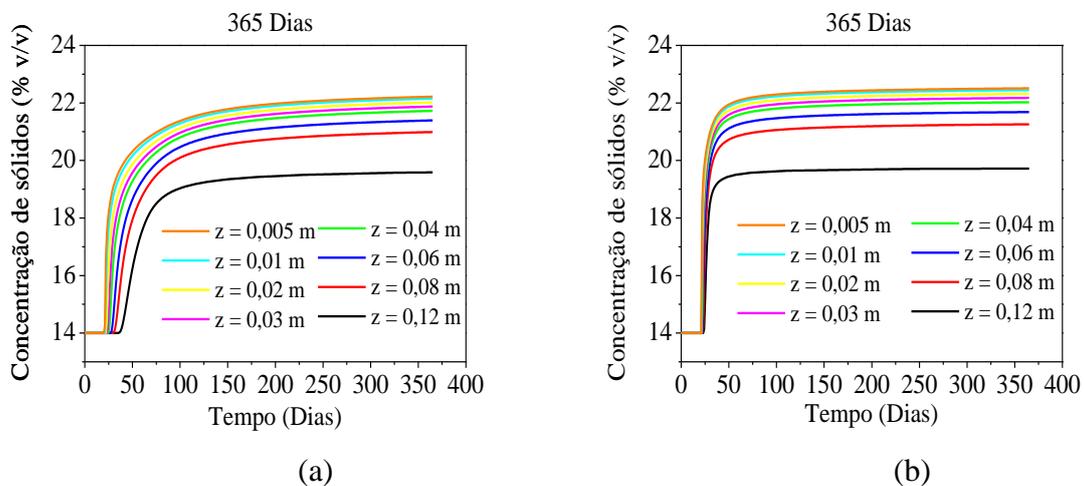
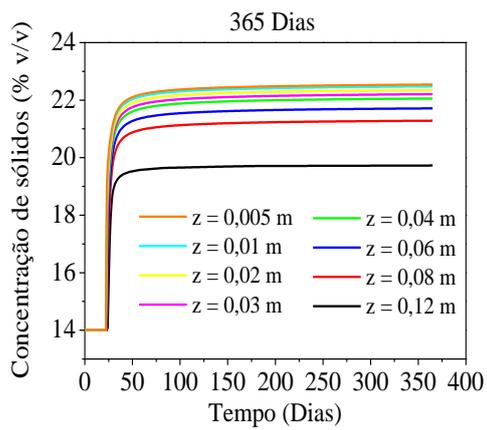
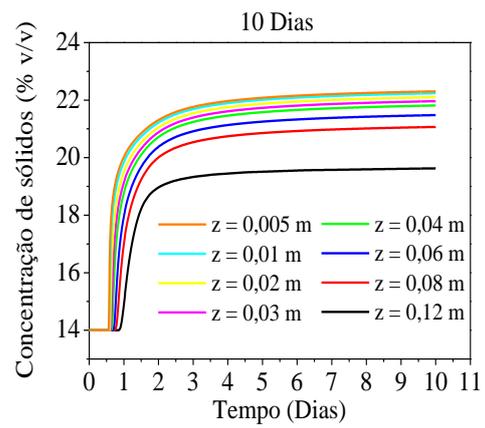


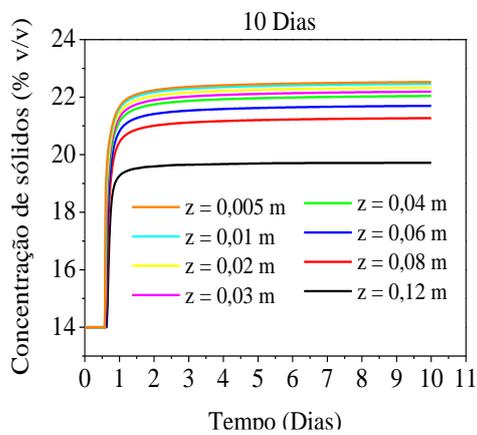
Figura 5.33. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função da velocidade. (a) $T = 4^\circ\text{C}$, (b) $T = 21^\circ\text{C}$.



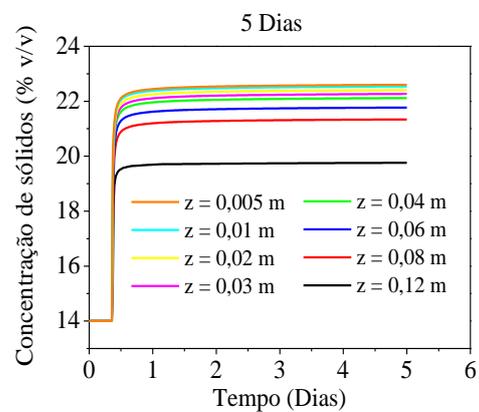
(a)



(b)

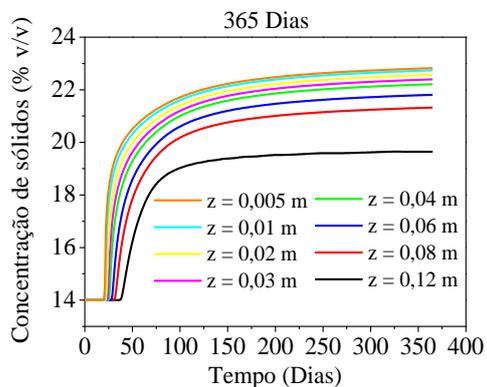


(c)

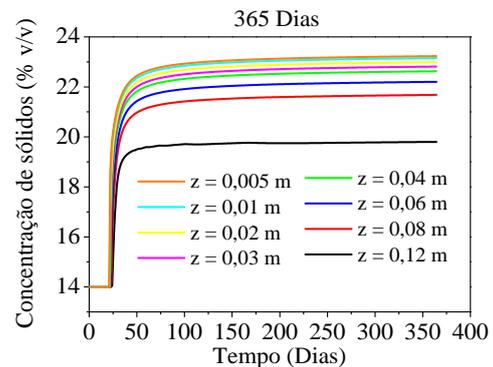


(d)

Figura 5.34. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função da velocidade. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 45^{\circ}\text{C}$, (c) $T = 65^{\circ}\text{C}$, (d) $T = 93^{\circ}\text{C}$.



(a)



(b)

Figura 5.35. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função do fluxo. (a) $T = 4^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 21^{\circ}\text{C}$.

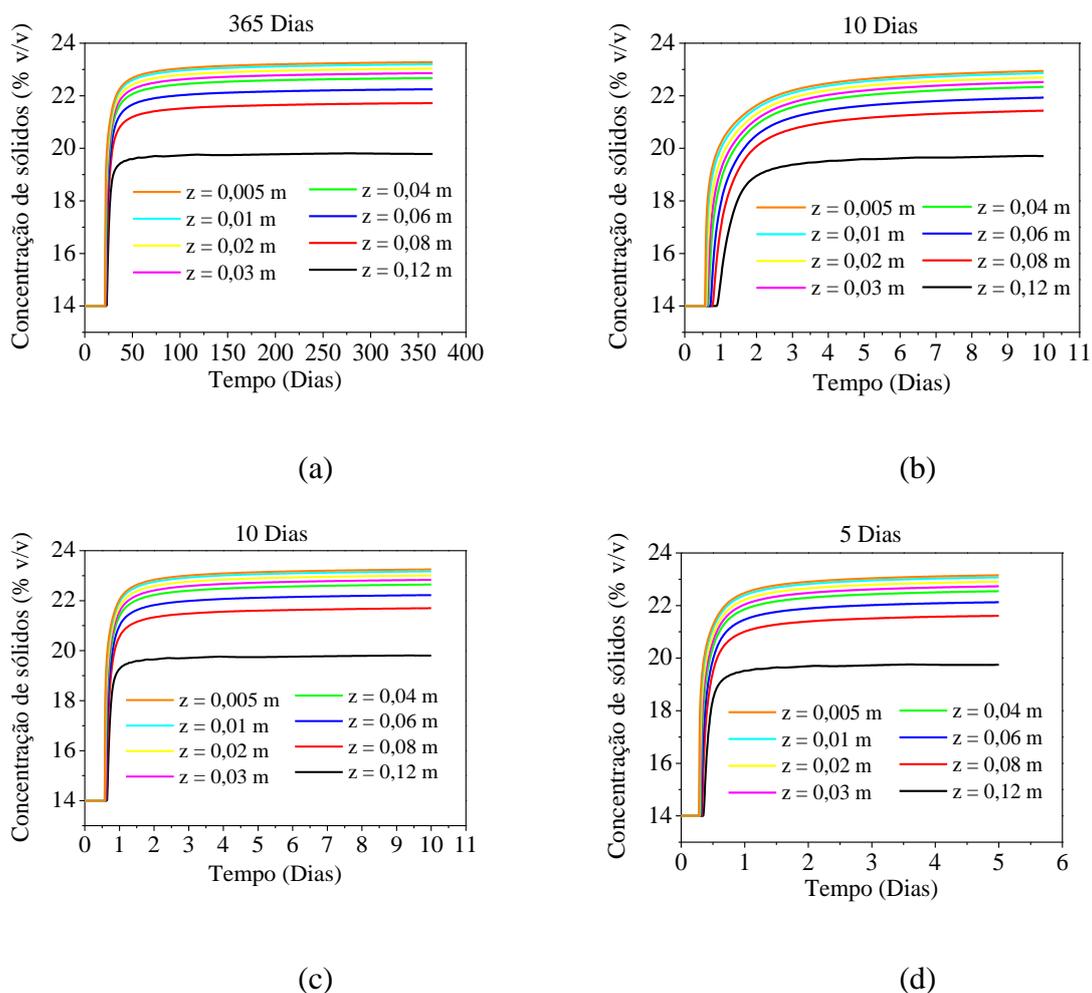


Figura 5.36. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento utilizando o modelo em função do fluxo. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 45^{\circ}\text{C}$, (c) $T = 65^{\circ}\text{C}$, (d) $T = 93^{\circ}\text{C}$.

A Figura 5.33, a Figura 5.34, a Figura 5.35 e a Figura 5.36 apresentam as simulações da dinâmica de sedimentação na região de espessamento em uma proveta de 21 cm em temperaturas variadas, considerando o modelo em função da velocidade e do fluxo, respectivamente. É importante observar que os tempos de sedimentação utilizados nas simulações variaram para cada temperatura.

Até a temperatura de 25°C , o tempo de simulação foi de 365 dias. Nas temperaturas de 45°C e 65°C foi de 10 dias, enquanto para a temperatura de 93°C o tempo foi de 5 dias. Os diferentes tempos adotados estão associados com as velocidades de sedimentação: quanto maior a temperatura menor a viscosidade do fluido e, conseqüentemente, maior a velocidade de deposição dos sólidos. Estes resultados sugerem que a diminuição da viscosidade do fluido a partir de 45°C aumenta significativamente as taxas de sedimentação.

As elevadas taxas aceleram a dinâmica de sedimentação, ou seja, o aumento da concentração ocorre em um menor intervalo de tempo. Portanto, é necessário adotar passos de tempo menores para que a simulação consiga detectar este aumento de concentração abrupta. Passos de tempo menores, apesar de melhorarem a sensibilidade, tornam o programa mais lento. Por esse motivo foi necessário adotar tempos menores para as temperaturas maiores, o que não interfere na análise, uma vez que a sedimentação está completamente desenvolvida em todas as

temperaturas analisadas após 365 dias. Ademais, uma comparação da sedimentação para as alturas de 0,5 cm e 12 cm, em 5 dias, para todas as temperaturas são apresentadas na Figura 5.37 e na Figura 5.38.

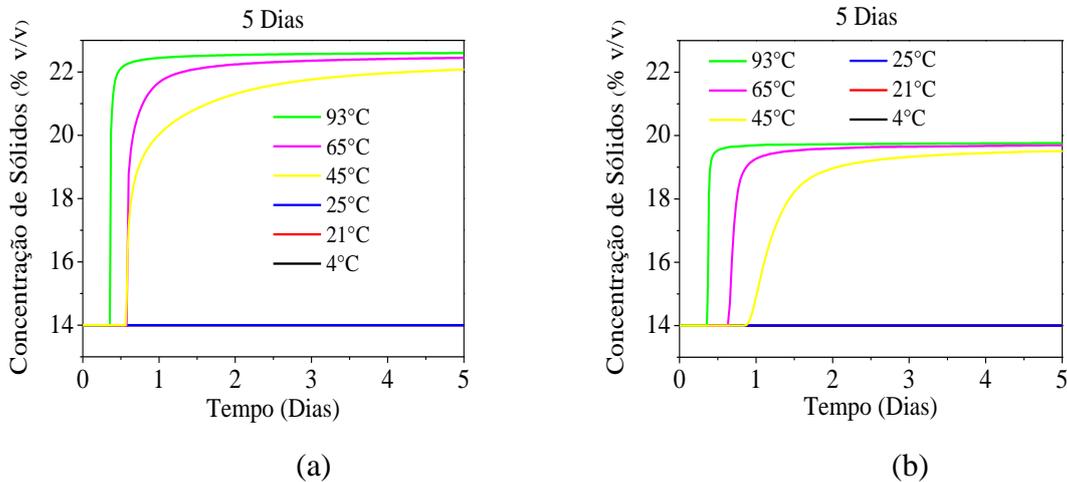


Figura 5.37. Comparação da dinâmica de sedimentação em 5 dias, para o modelo em função da velocidade. (a) altura de 0,5 cm, (b) 12 cm.

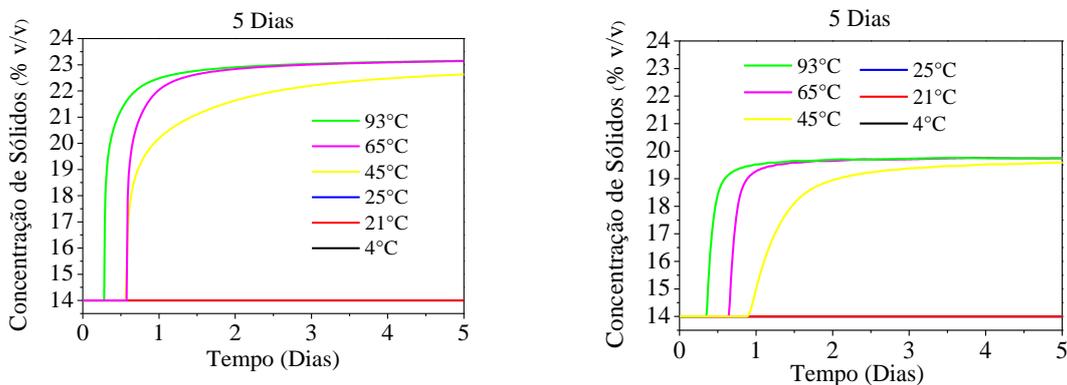


Figura 5.38. Comparação da dinâmica de sedimentação em 5 dias, para o modelo em função do fluxo. (a) altura de 0,5 cm, (b) 12 cm.

Como comentado no parágrafo anterior, o aumento da temperatura diminui a viscosidade do fluido, o que causa um aumento na velocidade de sedimentação. Este fenômeno pode ser observado na Figura 5.33 e na Figura 5.34, já que na temperatura de 4°C são necessários em torno de 200 dias para que a concentração atinja 22% v/v. Enquanto nas temperaturas de 21, 25, 45, 65 e 93°C, os tempos necessários para atingir esta concentração foram aproximadamente 75, 50, 5, 2 e 1 dia, respectivamente. O mesmo comportamento ocorre na Figura 5.35 e na Figura 5.36. Observa-se, portanto, a importância do efeito da temperatura na dinâmica da sedimentação.

Na Figura 5.37 e na Figura 5.38 também é possível observar a dinâmica da sedimentação para todas as temperaturas em 5 dias, evidenciando claramente que o aumento da temperatura provoca um aumento de velocidade na sedimentação.

Como os mecanismos de sedimentação que governam as quatro regiões da teoria de Kynch (1952) são diferentes, seria necessário que diferentes equações constitutivas fossem adotadas para cada uma das regiões. Os modelos aqui apresentados, no entanto, estão focados apenas na validação da região de espessamento, visto que os problemas de aumento de pressão em anulares são decorrentes da deposição de sólidos. Por esta razão, os modelos de sedimentação foram validados a partir da estimativa de parâmetros específicos dessa região. Para uma descrição acurada da região de clarificado seria necessário adotar novas equações constitutivas e reestimar os parâmetros de permeabilidade e pressão dos sólidos. Como o maior interesse desse trabalho está na zona de espessamento, a validação do modelo para a zona de clarificado não foi realizada. Mesmo assim é possível realizar uma análise qualitativa da zona de clarificado utilizando os mesmos parâmetros da zona de espessamento. Essa análise é apresentada na Figura 5.39 e na Figura 5.40 para o modelo em função da velocidade e na Figura 5.41 e na Figura 5.42 para o modelo em função do fluxo.

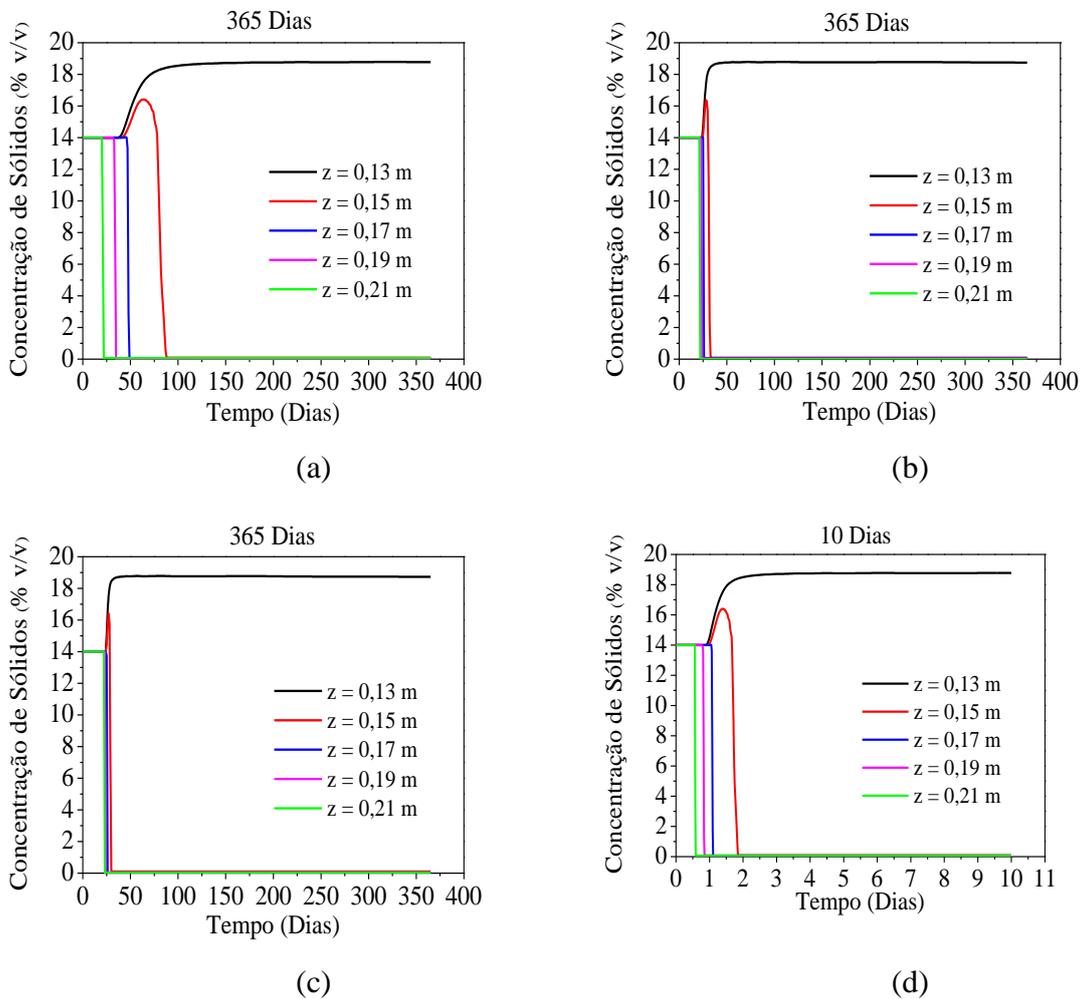
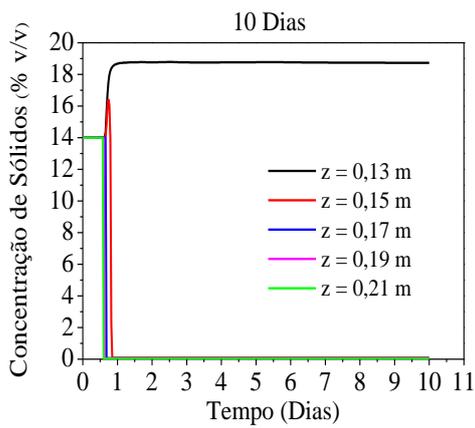
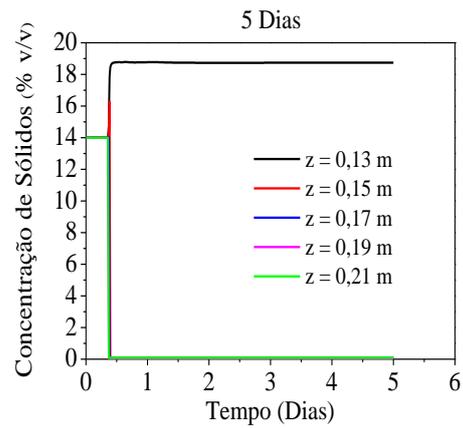


Figura 5.39. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função da velocidade. (a) $T = 4^\circ\text{C}$, (b) $T = 21^\circ\text{C}$, (c) $T = 25^\circ\text{C}$, (d) $T = 45^\circ\text{C}$.

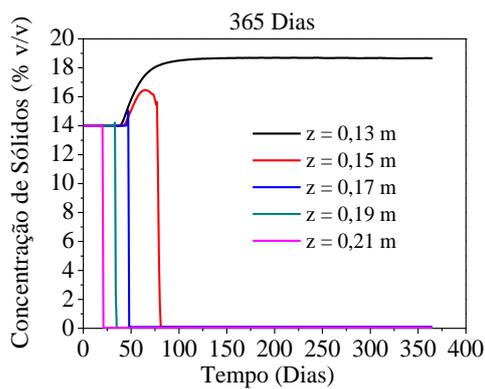


(a)

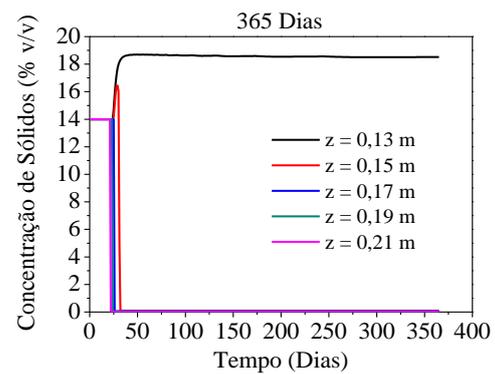


(b)

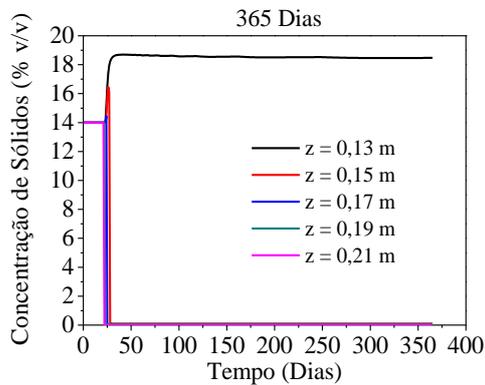
Figura 5.40. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função da velocidade. (a) $T = 65^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 93^{\circ}\text{C}$.



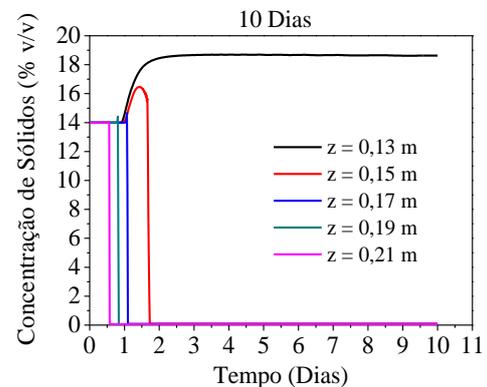
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 5.41. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função do fluxo. (a) $T = 4^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 21^{\circ}\text{C}$, (c) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (d) $T = 45^{\circ}\text{C}$.

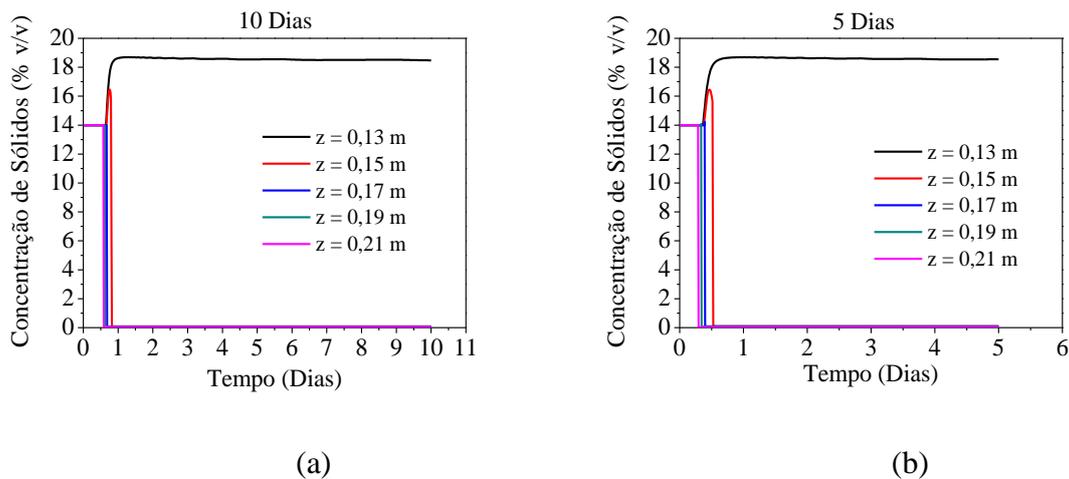


Figura 5.42. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado utilizando o modelo em função do fluxo. (a) $T = 65^\circ\text{C}$, (b) $T = 93^\circ\text{C}$.

Ao contrário do que ocorre na região de espessamento, na região de clarificado a concentração de sólidos diminui ao longo do tempo, afinal esta região representa o topo da coluna. É possível observar na Figura 5.39, na Figura 5.40, na Figura 5.41 e na Figura 5.42 que na altura de 13 cm, a concentração está aumentando ao invés de diminuir, o que significa que esta altura está na realidade na região de espessamento e não na região de clarificado.

Avaliando a variação de temperatura apresentada na Figura 5.39, na Figura 5.40, na Figura 5.41 e na Figura 5.42, constata-se novamente, como o aumento desta acelera o processo de sedimentação. Este aumento de velocidade é percebido nesta região de clarificado pela observação da quantidade de tempo que é necessária para que a concentração seja nula para cada temperatura analisada. Assim verifica-se que foram necessários aproximadamente 100 dias para que a altura de 15 cm apresentasse concentração nula em uma temperatura de 4°C , enquanto na temperatura de 93°C foi necessário menos de 1 dia.

A Figura 5.43 e a Figura 5.44 (Modelo 1) e a Figura 5.45 e a Figura 5.46 (Modelo 2) apresentam o perfil de concentração axial para cada uma das temperaturas no tempo final de sedimentação adotado.

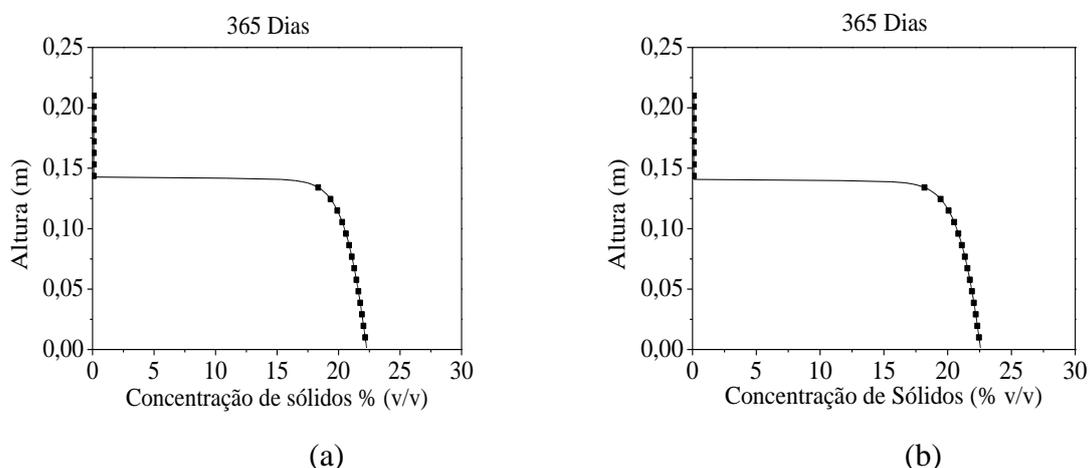
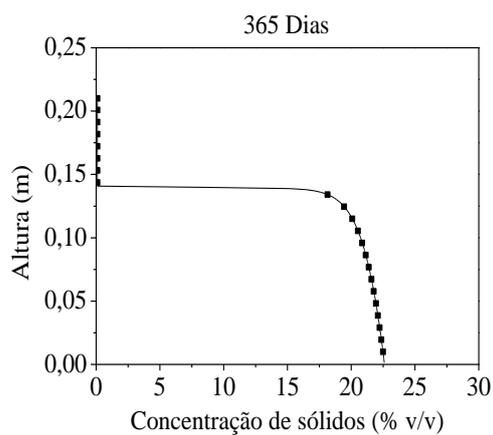
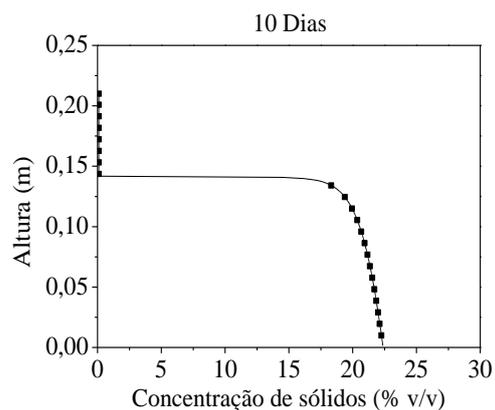


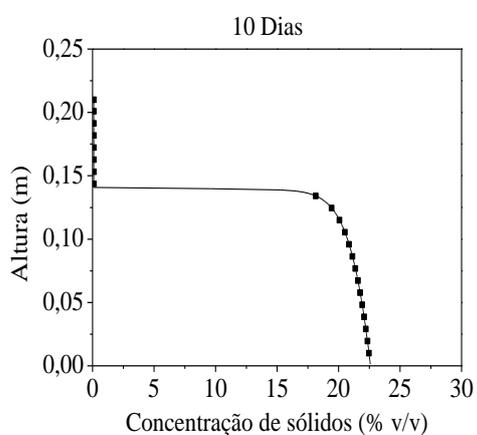
Figura 5.43. Simulação do perfil axial para o modelo em função da velocidade. (a) $T = 4^\circ\text{C}$, (b) $T = 21^\circ\text{C}$.



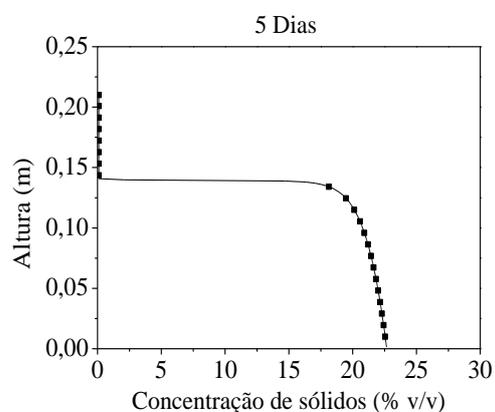
(a)



(b)

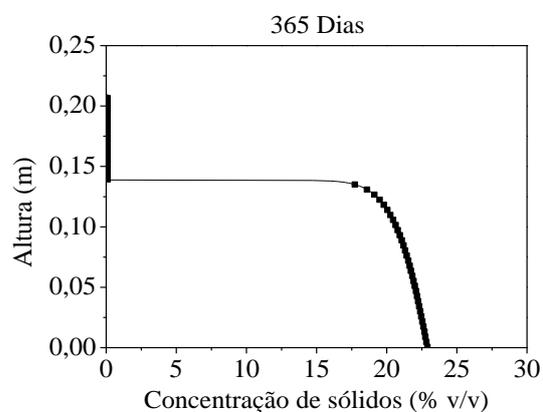


(c)

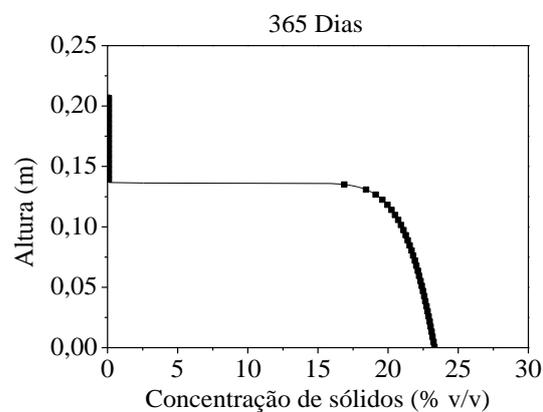


(d)

Figura 5.44. Simulação do perfil axial para o modelo em função da velocidade. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 45^{\circ}\text{C}$, (c) $T = 65^{\circ}\text{C}$, (d) $T = 93^{\circ}\text{C}$.



(a)



(b)

Figura 5.45. Simulação do perfil axial para o modelo em função do fluxo. (a) $T = 4^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 21^{\circ}\text{C}$.

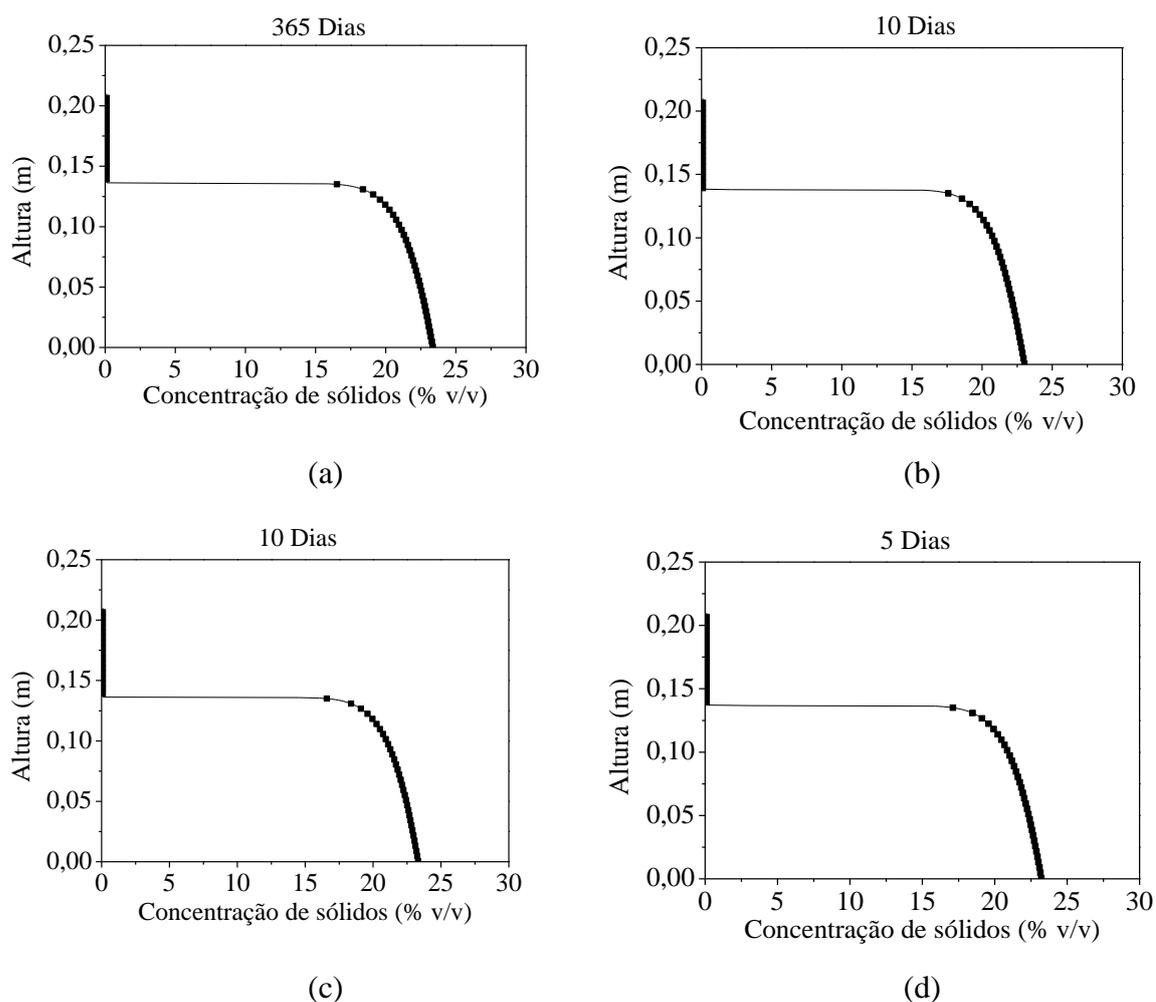


Figura 5.46. Simulação do perfil axial para o modelo em função do fluxo. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 45^{\circ}\text{C}$, (c) $T = 65^{\circ}\text{C}$, (d) $T = 93^{\circ}\text{C}$.

O perfil axial apresenta a concentração em cada posição da coluna no tempo escolhido para análise, que é o tempo final empregado nas simulações para cada uma das temperaturas. Pode-se verificar que apesar do tempo final adotado para cada temperatura tenha sido diferente, o perfil axial de todas elas são muito semelhantes. Esse comportamento é o mesmo indicado nos perfis dinâmicos, uma vez que, comparando apenas o tempo final constata-se que, para alturas iguais, a concentração de sólidos é praticamente igual para todas as temperaturas.

A análise desta seção deixa claro o impacto da temperatura na sedimentação em uma proveta de 21 cm, indicando a importância de se considerar este efeito em ensaios de sedimentação nessa escala, principalmente quando o interesse estiver na dinâmica de sedimentação.

5.3.2 Aumento de escala - simulação em uma coluna de 1 m

Concluída a análise de variação de temperatura em uma proveta de 21 cm, um teste de aumento de escala foi realizado. Este teste consistiu em uma análise de sensibilidade tanto do modelo em função da velocidade quanto do modelo em função do fluxo e teve como finalidade verificar quantos volumes são necessários para simular uma coluna de 1 m.

A Figura 5.47 apresenta as simulações com 220, 500 e 1000 volumes utilizando o modelo em função da velocidade, enquanto a Figura 5.48 apresenta essas simulações utilizando o modelo em função do fluxo.

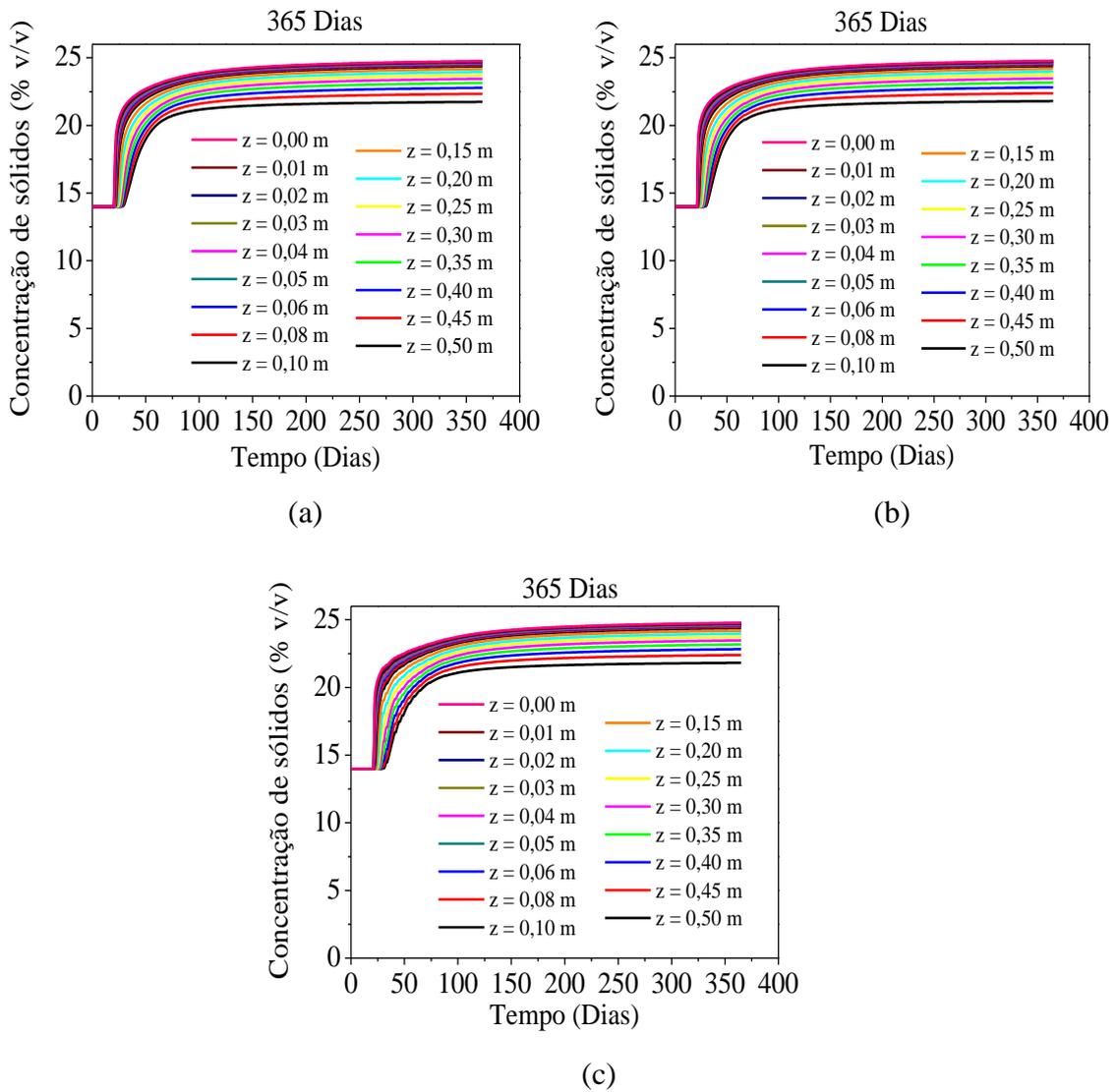


Figura 5.47. Simulação da dinâmica de sedimentação na zona de espessamento de uma coluna de 1 m a 25°C utilizando o modelo em função da velocidade. (a) 220 volumes, (b) 500 volumes, (c) 1000 volumes.

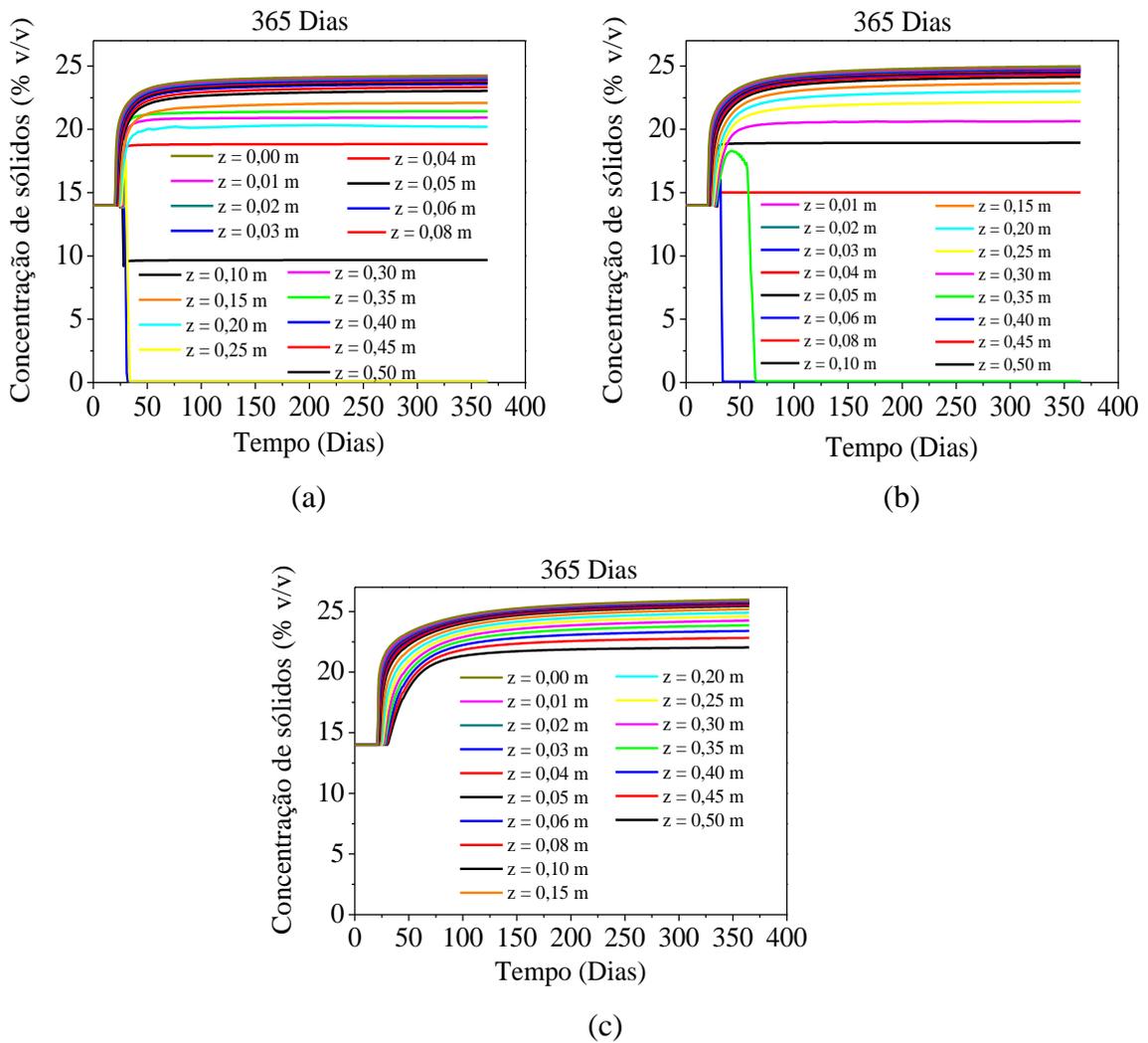


Figura 5.48. Simulação da dinâmica de sedimentação na zona de espessamento de uma coluna de 1 m a 25°C utilizando o modelo em função do fluxo. (a) 220 volumes, (b) 500 volumes, (c) 1000 volumes.

Observando a Figura 5.47 e a Figura 5.48 verifica-se que enquanto o modelo em função da velocidade fornece resultados consistentes em simulações com 220 volumes para uma coluna de 1 m a 25°C, o modelo em função do fluxo precisa de pelo menos 1000 volumes para realizar a mesma simulação de forma consistente.

O modelo em função do fluxo utiliza uma interpolação mais rigorosa do que o modelo em função da velocidade, garantindo a continuidade do fluxo em casos mais complexos como, por exemplo, a sedimentação de sólidos adensantes quando dois fluidos de perfuração estão presentes na mesma coluna. Esse rigor na interpolação, no entanto, fornece um modelo de maior complexibilidade, o que dificulta as simulações e requer um maior número de volumes para que a convergência seja alcançada e, conseqüentemente, maiores tempos de simulação.

Para as simulações apresentadas neste trabalho o modelo em função da velocidade consegue fornecer resultados satisfatórios com uma malha de discretização de menor dimensão e, portanto, com tempos menores de simulação. Por este motivo, as simulações em um poço real de 3992 m foram realizadas utilizando apenas este modelo.

5.3.3 Simulação em um poço real de 3992 m (modelo 1)

Verificada a importância de se considerar o efeito da temperatura na sedimentação em uma proveta de 21 cm, faz-se necessário avaliar também o efeito da temperatura em um poço real de 3992 m. Devido ao aumento de escala é necessário dividir a análise em três regiões, a região de espessamento, na base da coluna (de 0 m até 1000 m), a região de clarificado, no topo da coluna (de 2992 m até 3992 m), ambas já vistas na análise da proveta e uma terceira região, aqui chamada de região intermediária (de 1192 m até 2792 m).

A Figura 5.49 apresenta a simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento em um poço de 3992 m nas temperaturas de 25°C e 90°C.

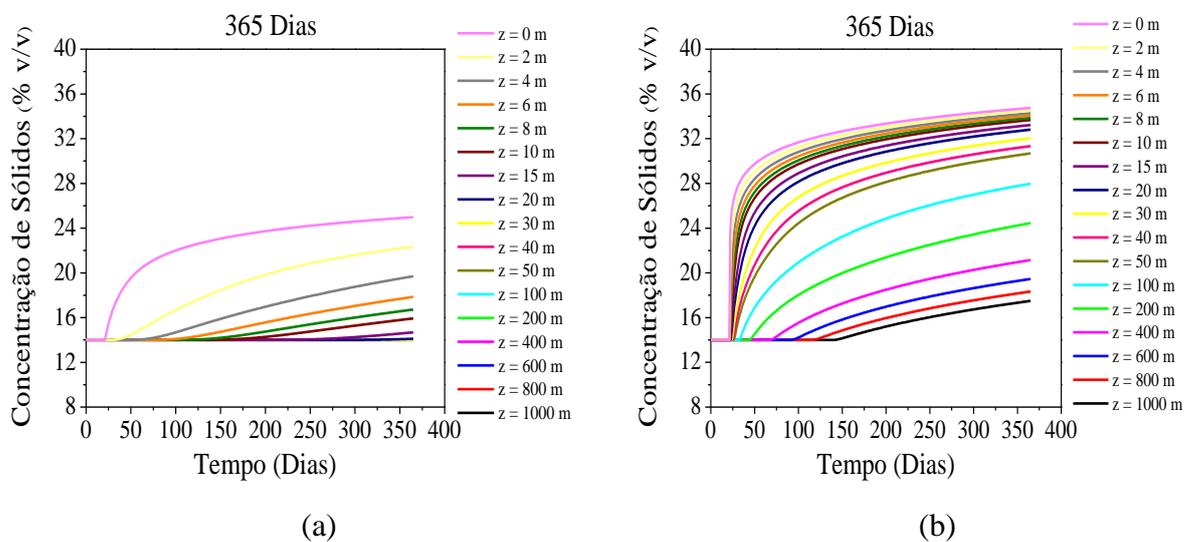


Figura 5.49. Simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento em um poço de 3992 m. (a) $T = 25^\circ\text{C}$, (b) $T = 90^\circ\text{C}$.

Na Figura 5.49 é possível comparar a sedimentação na zona de espessamento de um poço de 3992 m a 25°C e a 90°C. Assim como reportado nas análises da proveta, o aumento da temperatura resulta no aumento da velocidade de sedimentação, uma vez que o fluido se torna menos viscoso, favorecendo assim a deposição de sólidos. Este efeito fica evidente na figura, uma vez que a concentração máxima de sólidos atingida a 25°C em 365 dias foi de aproximadamente 25% v/v, enquanto a 90°C a concentração máxima atingida no mesmo período é de aproximadamente 36% v/v. A região intermediária é apresentada na Figura 5.50 e a região de clarificado na Figura 5.51.

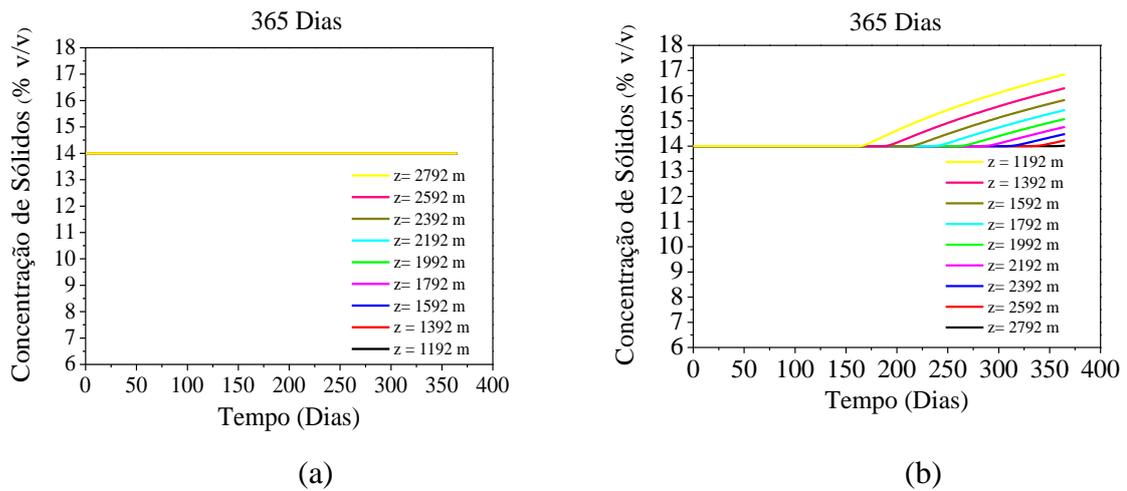


Figura 5.50. Simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região intermediária em um poço de 3992 m. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 90^{\circ}\text{C}$.

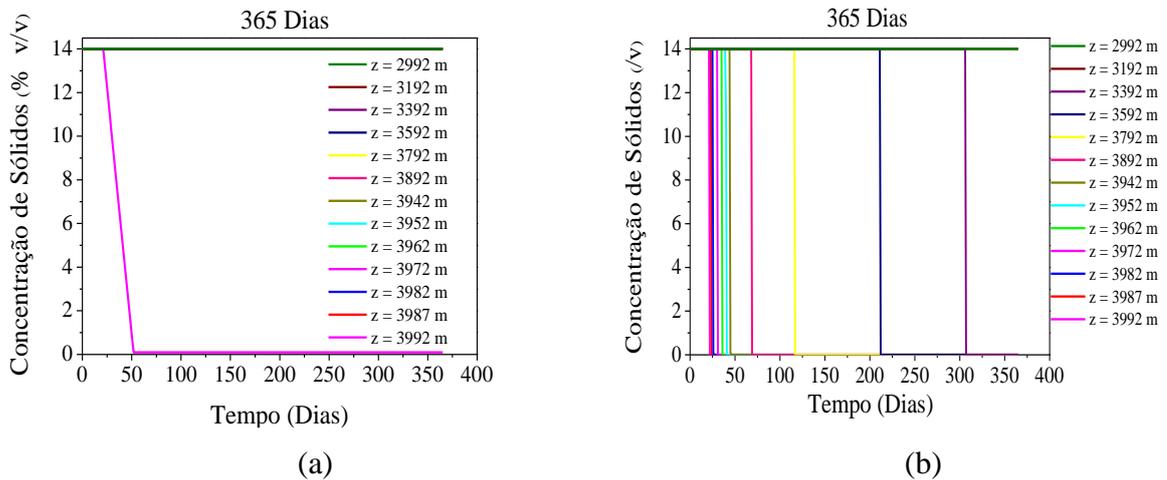


Figura 5.51. Simulação da sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado em um poço de 3992 m. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 90^{\circ}\text{C}$.

Verificando-se as regiões intermediárias reportadas na Figura 5.50, percebe-se que a 25°C esta região do poço é completamente homogênea, visto que a concentração de sólidos igual a inicial durante os 365 dias. Na temperatura de 90°C , contudo, observa-se um aumento de concentração por volta dos 175 dias.

Analisando agora a região de clarificado (Figura 5.51), observa-se que na temperatura de 25°C apenas a altura de 3992 m atingiu a concentração nula, enquanto na temperatura de 90°C essa concentração foi atingida em todas as alturas acima de 2992 m.

A Figura 5.52 apresenta o perfil axial do poço no tempo final da sedimentação (365 dias) para as duas temperaturas.

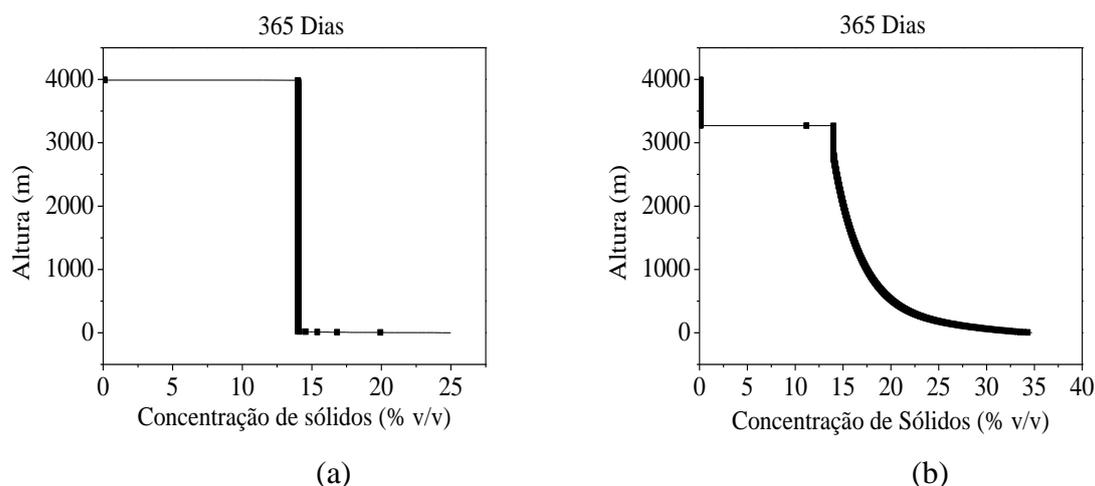


Figura 5.52. Simulação do perfil axial de um poço de 3992 m em 365 dias. (a) $T = 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 90^{\circ}\text{C}$.

Observando a Figura 5.52 é possível perceber que a 25°C praticamente o poço inteiro apresenta a concentração inicial de sólidos (zona de sedimentação livre). No entanto, a 90°C praticamente a maior extensão do poço já saiu desse estágio e se encontra ou na zona de clarificado (de 3992 m até aproximadamente 3300 m), ou na zona de espessamento (de aproximadamente 2500 m até 0 m). Estes resultados evidenciam novamente a importância do efeito da temperatura na sedimentação de sólidos adensantes em fluidos de perfuração confinados em anulares de poços de perfuração.

A Figura 5.52 em conjunto com as figuras do perfil dinâmico do poço (Figura 5.49, Figura 5.50 e Figura 5.51) evidenciam a importância de se considerar o efeito da temperatura em uma simulação de um poço real. A negligência deste efeito pode causar sérios problemas, uma vez que o aumento da temperatura causa mudanças drásticas tanto na dinâmica da sedimentação quanto no perfil axial de 365 dias, indicando que a deposição de sedimentos ocorre de forma muito mais rápida em altas temperaturas.

5.4 Sedimentação em um Poço de 3992 m Sujeito a um Perfil de Temperatura

Apesar das simulações isotérmicas em diferentes temperaturas apresentarem informações relevantes sobre o efeito de temperatura, um poço real está sujeito a um perfil de temperatura. De acordo com simulações efetuadas por Alcofra (2014) este perfil de temperatura pode ser aproximado por um perfil linear.

De acordo com dados fornecidos pela Petrobras, a temperatura do poço varia de acordo com o perfil geotérmico. Tendo em vista estas informações, neste trabalho foi considerado que um poço real está submetido a um perfil linear de 4°C a 90°C e, a título de comparação, foi considerado o mesmo poço com perfil variando de 4°C a 25°C . Em ambos os casos, a menor temperatura está no topo da coluna e a maior na base. As simulações do poço nas regiões de espessamento, intermediária e de clarificado são apresentadas na Figura 5.53, na Figura 5.54 e na Figura 5.55, respectivamente.

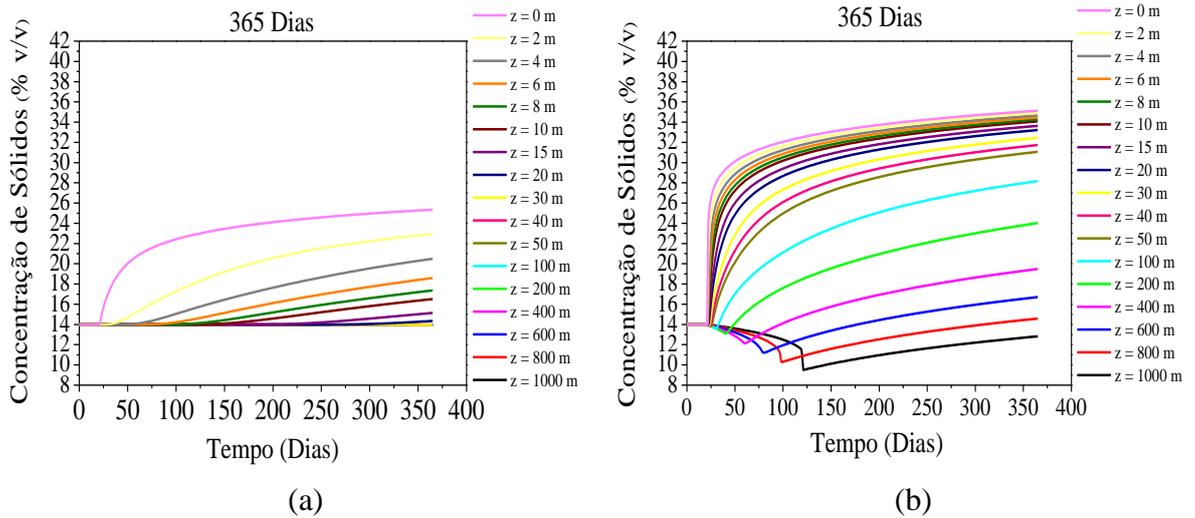


Figura 5.53. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de espessamento em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) $T = 4^{\circ}\text{C}$ a 25°C , (b) $T = 4^{\circ}\text{C}$ a 90°C .

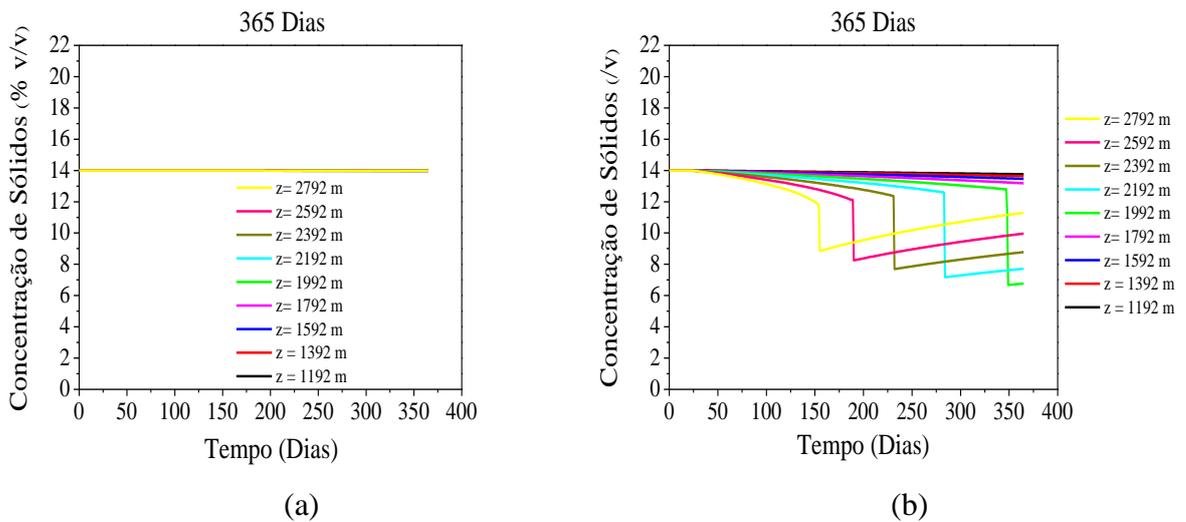


Figura 5.54. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região intermediária em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) $T = 4^{\circ}\text{C}$ - 25°C , (b) $T = 4^{\circ}\text{C}$ - 90°C .

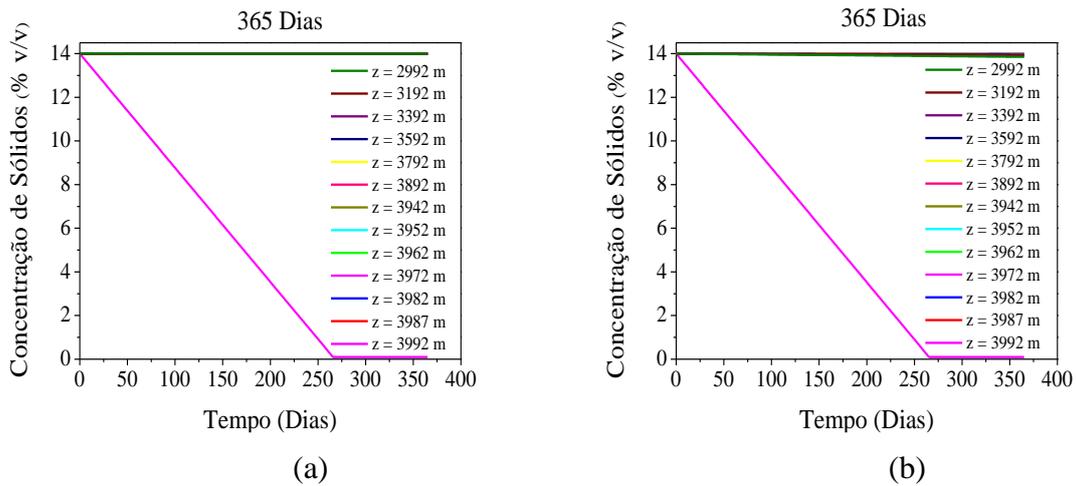


Figura 5.55. Simulação da dinâmica de sedimentação de sólidos adensantes em um fluido olefínico sintético na região de clarificado em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) $T = 4^{\circ}\text{C} - 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 4^{\circ}\text{C} - 90^{\circ}\text{C}$.

A introdução do perfil de temperatura na simulação de um poço real fornece um comportamento peculiar nas regiões de espessamento e intermediária. É possível observar uma oscilação na concentração de sólidos, que primeiro diminui e em seguida aumenta. Isto ocorre, porque a base da coluna está em uma temperatura maior do que o topo. Assim, para um volume genérico, a viscosidade do fluido no volume abaixo é menor, enquanto a viscosidade do fluido no volume acima é maior. Portanto, a taxa de saída de sólidos no volume é maior do que a taxa de entrada. Esta taxa de acúmulo negativo da massa de sólidos provoca uma diminuição na concentração de sólidos. Com o decorrer do tempo, o aumento na concentração dos sólidos nos volumes abaixo do volume analisado proporciona o impedimento da sedimentação, diminuindo a taxa de saída de sólidos. Como a taxa de saída diminui em relação a taxa de entrada de sólidos, uma taxa de acúmulo positiva da massa de sólidos é observada, proporcionando um aumento de concentração. Este comportamento é ilustrado na Figura 5.56.

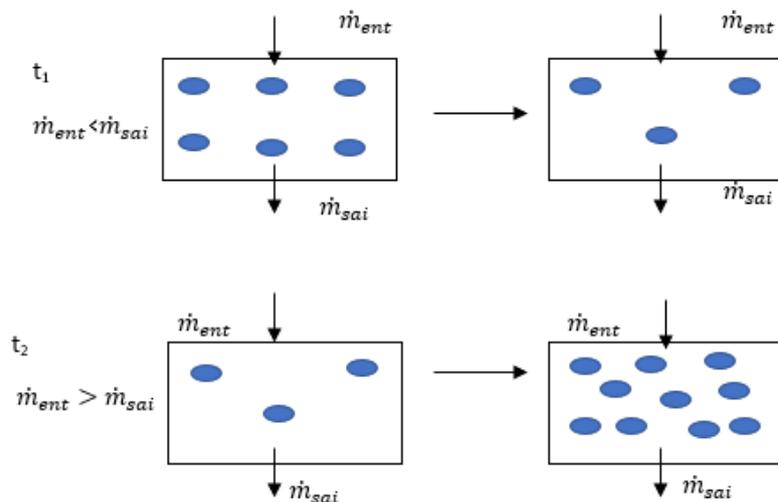


Figura 5.56. Esquema ilustrativo da taxa de entrada e saída de sólidos em um volume genérico de uma coluna sujeita a um gradiente de temperatura.

Essas observações são feitas no poço sujeito a um perfil de 4°C a 90°C devido à diferença acentuada de temperatura. O poço sujeito a um perfil de 4°C a 25°C, no entanto, apresenta comportamento similar ao do poço isotérmico a 25°C, uma vez que o gradiente de viscosidade imposto ao poço por esse perfil de temperatura é menor. Os resultados de sedimentação em condições isotérmicas mostram que o efeito da temperatura na viscosidade se torna pronunciado sobretudo a partir de 45°C. Observando a Figura 5.53, a Figura 5.54 e a Figura 5.55 verifica-se que a grande diferença nas simulações de um poço sujeito a cada um dos perfis está nas regiões mais próximas a base, onde a diferença de temperatura nas colunas é maior. Já nas regiões próximas ao topo da coluna os comportamentos são bem similares, uma vez que as temperaturas dos topos são iguais.

A Figura 5.57 apresenta os perfis axiais de um poço sujeito a um perfil de temperatura, evidenciando ainda mais os efeitos comentados. Os perfis axiais representados na Figura 5.57 apresentam dois eixos y, um correspondente a altura e outro correspondente a temperatura, sendo assim cada altura está a uma temperatura e a uma concentração. Por exemplo, na Figura 5.57 (b), perfil de 4°C a 90°C, uma altura de 3992 m está a 4°C e tem uma concentração de 0% v/v, já a uma altura de 2000 m o poço está a uma temperatura aproximada de 45°C e uma concentração de mais ou menos 7,5 % v/v.

Analisando a Figura 5.57 (b), é possível perceber que o perfil de temperatura resulta em um perfil de viscosidade, assim posições mais perto da base do poço (temperatura mais alta) apresentam viscosidades menores, o que favorece a sedimentação nessas áreas, enquanto posições mais perto do topo da coluna (temperaturas mais baixa) apresentam viscosidades maiores, apresentando assim menores taxas de sedimentação.

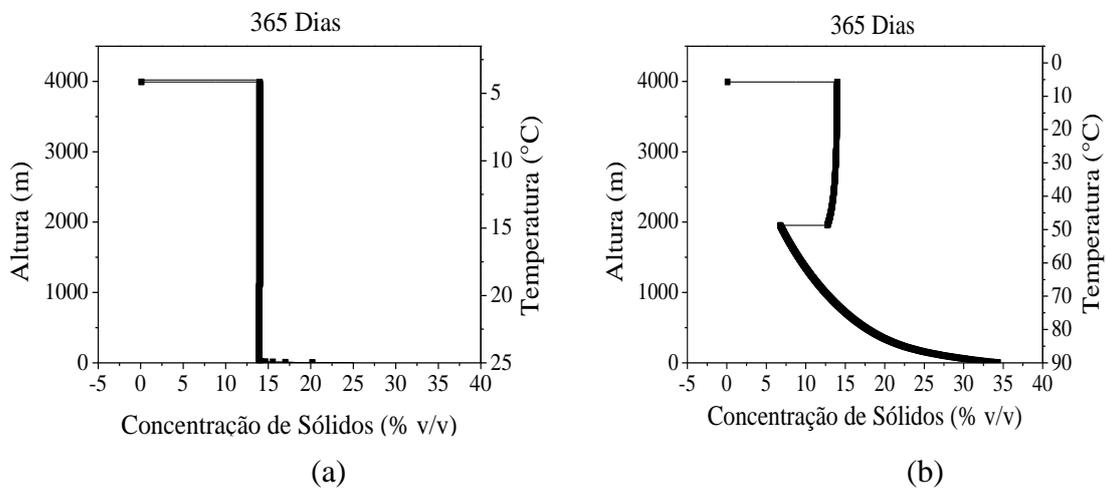


Figura 5.57. Perfil axial de um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura. (a) $T = 4^{\circ}\text{C} - 25^{\circ}\text{C}$, (b) $T = 4^{\circ}\text{C} - 90^{\circ}\text{C}$.

A fim de estudar o comportamento do perfil axial em um poço sujeito a um gradiente de temperatura, foram realizadas simulações com tempos maiores de sedimentação, de 3 a 13 anos, esses perfis são reportados na Figura 5.58.

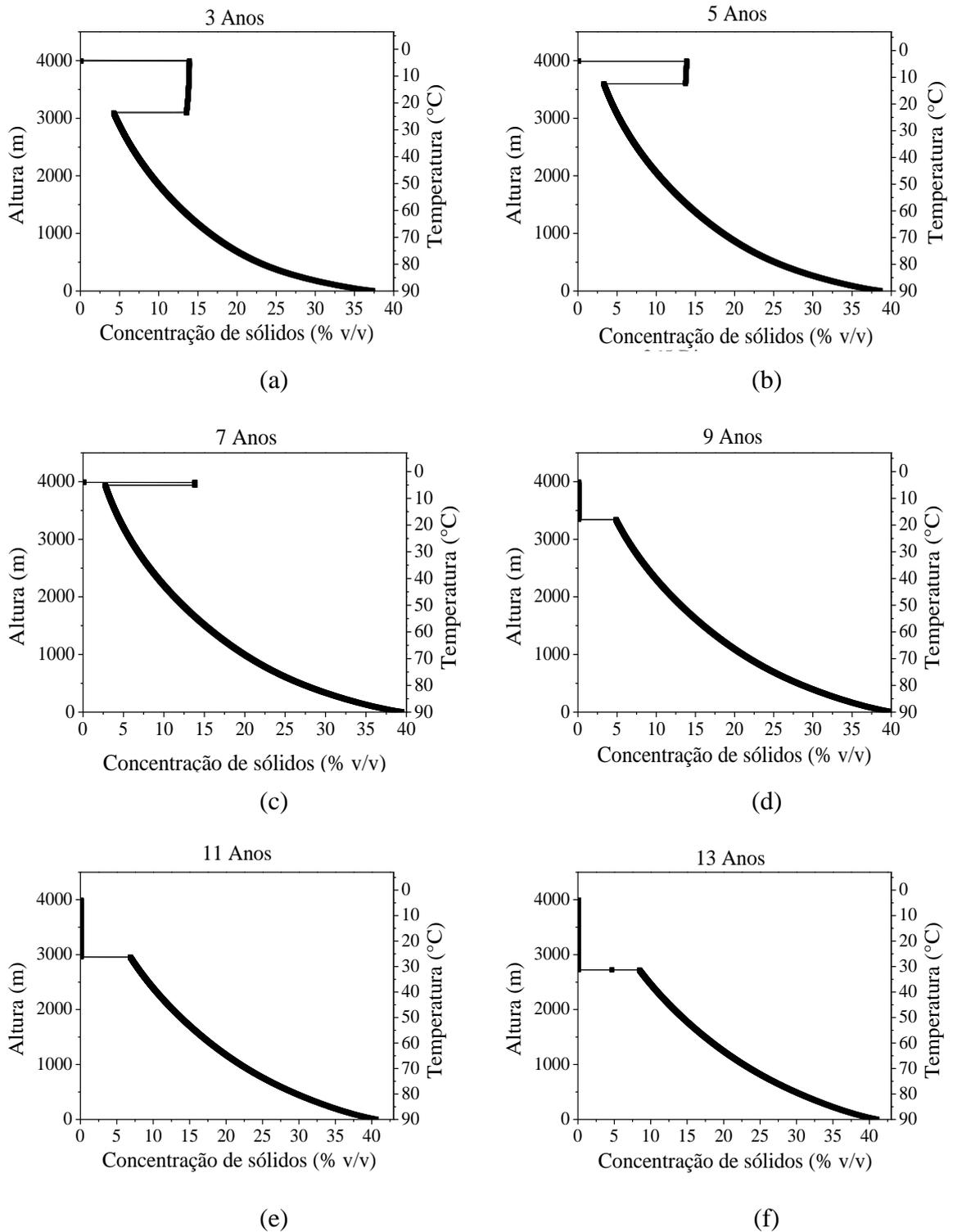


Figura 5.58. Perfil axial em um poço de 3992 m sujeito a um perfil de temperatura de 4°C - 90°C. (a) 3 anos, (b) 5 anos, (c) 7 anos, (d) 9 anos, (e) 11 anos, (f) 13 anos.

Com a Figura 5.58 é possível perceber que com o decorrer do tempo a sedimentação começa a ocorrer também nas regiões de maiores viscosidade (topo da coluna), formando a região de clarificado no topo da coluna e de espessamento na base da coluna.

Assim como as simulações isotérmicas do poço em diferentes temperaturas, as simulações com perfil de temperatura também demonstram a importância de se levar em consideração este efeito nas simulações de sedimentação de sólidos adensantes em fluidos de perfuração confinados em anulares de poços reais. Vale ressaltar que os resultados aqui apresentados para sedimentação com perfil de temperatura são teóricos, sendo necessários estudos experimentais para validar tais comportamentos.

CAPÍTULO VI

6 CONCLUSÃO

Resumo: Neste capítulo são apresentadas as principais conclusões desta dissertação sobre a sedimentação de sólidos adensantes em fluidos de perfuração com tensão limite de escoamento em condições não isotérmicas, bem como algumas sugestões para trabalhos futuros.

Os modelos apresentados no presente trabalho foram capazes de descrever a sedimentação de sólidos adensantes em fluidos sintéticos de perfuração, especialmente os perfis dinâmicos de sedimentação e o perfil axial na coluna.

A introdução da tensão limite de escoamento através do parâmetro de tempo de relaxação permitiu melhores ajustes da dinâmica inicial de sedimentação, pois descreve a transição do fluido do estado predominantemente elástico para o estado predominantemente viscoso, quando ocorre o início a sedimentação.

Apesar do modelo em função do fluxo utilizar uma interpolação mais rigorosa, garantindo a continuidade do fluxo em sistemas mais complexos, é necessária a utilização de um maior número de volumes na sua integração quando comparado com o modelo em função da velocidade, o que faz com que as simulações utilizando o modelo em função do fluxo apresentem maior custo computacional. Nos casos apresentados neste trabalho, que são relativamente mais simples, uma vez que tratam de sedimentações em colunas contendo um mesmo fluido em toda sua extensão, o modelo de velocidade apresenta resultados satisfatórios, sendo assim, mais eficiente em simulações em grandes escalas.

Dentre os modelos não isotérmicos avaliados para descrever o efeito da temperatura na reologia, o modelo tipo Arrhenius se mostrou mais adequado para o fluido analisado. As modificações propostas no modelo de sedimentação possibilitaram a estimação consistente e precisa dos parâmetros associados e, portanto, podem ser citadas com uma das contribuições deste trabalho.

É fundamental considerar os efeitos da temperatura na sedimentação de sólidos adensantes em fluidos de perfuração, principalmente na etapa de projeto de um poço real. Conforme mostrado neste trabalho, as elevadas temperaturas na fase de produção do óleo aceleram de forma alarmante a dinâmica de sedimentação. Sendo assim, a negligência deste efeito pode resultar na predição da altura de sedimento depositada menor do que o real. Neste cenário, as estratégias de mitigação do fenômeno de aumento de pressão em anulares podem falhar, ocasionando sérios problemas na operação destes poços em processos de exploração de petróleo. Entre os principais danos, é possível citar, inclusive, a ruptura destes poços, com sérias consequências econômicas e ambientais.

A introdução do perfil de temperatura na simulação de um poço real causa um gradiente de viscosidade. Viscosidades menores na base do poço, onde as temperaturas são maiores, e maiores no topo do poço, onde as temperaturas são menores. Assim a sedimentação nas regiões inferiores é favorecida, enquanto a sedimentação em regiões superiores é dificultada. Embora esta avaliação seja puramente teórica e ensaios experimentais sejam necessários para validar este comportamento, os resultados novamente evidenciam que as taxas de sedimentação podem ser suficientemente altas na base da coluna e nas regiões próximas à sapata do poço de

perfuração, onde o fluido de perfuração é drenado como estratégia de mitigação do aumento de pressão nesses anulares.

Para trabalhos futuros, sugere-se a realização de ensaios experimentais de sedimentação de sólidos adensantes em fluidos de perfuração em temperaturas variadas, bem como sujeitos a imposição dos perfis típicos de temperatura observados nos poços reais de petróleo. Outra sugestão seria projetar fluidos tendo em vista a maximização do tempo de relaxação.

CAPÍTULO VII

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANDERSON, T.; ABRAMS, D.; GRENS II, E. Evaluation of Parameters for Nonlinear Thermodynamic Models. **AIChE Journal**, v. 24, n. 1, p. 20-29, 1978.

ANDRADE, E. N. C. **Viscosity and Plasticity**. London: W. Heffer. 1947.

AROUCA, F. D. O. **Uma Contribuição ao Estudo da Sedimentação Gravitacional em Batelada**. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2007.

AROUCA, F. O. **Obtenção Experimental das Equações Constitutivas para o Espessamento e Filtração Utilizando Técnica de Atenuação de Radiações de Altas Energias**. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2003.

ASTRITA, G. Letter to the Editor: The Engineering Reality of the Yield Stress. **Journal of Rheology**, v. 34, n. 2, p. 275-277, 1990.

BALLESTA, P.; PETEKIDIS, G.; ISA, L.; POON, W. C. K.; BESSELING, R. Wall Slip and Flow of Concentrated Hard-Sphere Colloidal Suspensions. **Journal of Rheology**, v. 56, n. 5, p. 1005, 2012.

BARNES, H. A. **A Handbook of Elementar Rheology**. University of Wales Institute of Non-Newtonian Fluid Mechanics, Department of Mathematics, University of Wales Aberystwyth. 2000.

BARNES, H. A. The Yield Stress-a Review or “παντα ρει”- Everything Flows? **Journal of Non-Newtonian Fluid Mech**, v. 81, p. 133-178, 1999.

BARNES, H. A.; HUTTON, J. F.; S., K. W. F. R. **Rheology Series - Vol.3 - An Introduction to Rheology**. 1 ed. Amsterdam: Elsevier. 1989.

BARNES, H. A.; NGUYEN, Q. D. D. Rotating Vane Rheometry – A Review. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 98, n. 1, p. 1-14, 2001.

BARNES, H. A.; WALTERS, K. The Yield Stress Myth? **Rheologica Acta**, v. 24, n. 4, p. 323-326, 1985.

- BINGHAM, E. C. **Fluidity and Plasticity**. 1 ed. New York: McGraw-Hill. 1922.
- BIRD, R. B.; ARMSTRONG, R. C.; HASSAGER, O. **Dynamics of Polymeric Liquids - Vol. 1 - Fluid Mechanics**. 2 ed. New York: John-Wiley & Sons Inc. 1987.
- BIRD, R. B.; STEWART, W. E.; LIGHTFOOT, E. N. **Transport Phenomena**. 2. ed. [S.l.]: John Wiley & Son. 2002.
- BOBROFF, S.; PHILLIPS, R. J. Nuclear Magnetic Resonance Imaging Investigation of Sedimentation of Concentrated Suspensions in Non-Newtonian Fluids. **Journal of Rheology**, v. 42, n. 6, p. 1419-1436, 1998.
- BONN, D.; PAREDES, J.; DENN, M. M.; BERTHIER, L.; DIVOUX, T.; MANNEVILLE, S. Yield Stress Materials in Soft Condensed Matter. **arXiv**, v. 1502.05281, p. [cond-mat.soft], 2015.
- BORGES, R. F. O. **Análise e Estimação das Propriedades de Tortas de Filtração de Fluidos de Perfuração Não-Newtonianos**. **Dissertação de mestrado**, Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química. Seropédica. 2019.
- BÜRGER, R. Phenomenological Foundation and Mathematical Theory of Sedimentation–Consolidation Processes. **Chemical Engineering Journal**, v. 80, p. 177-188, 2000.
- BÜRGER, R.; CONCHA, F. Mathematical Model and Numerical Simulation of the Settling of Flocculated Suspensions. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 24, p. 1005-1023, 1998.
- CAENN, R.; DARLEY, H.C.H.; GEORGE, R.G. **Composition and Properties of Drilling and Completion Fluids**. 7^a ed. Gulf Professional Publishing. 2017. P. 748.
- CALÇADA, L. A.; SCHEID, C. M.; MELEIRO, L. A. C.; RIBEIRO JR, J. M.; SEUFITELLI, G. V. S.; UFRRJ; PELIANO, S. V.; SANTOS, H.F.L.; SOUZA, E. A.; MONTEIRO, V.; MARTINS, A. L.; PETROBRAS. Barite Sag and Its Impact on Annular Pressure Build Up Mitigation In Producing Offshore Wells. **Society of Petroleum Engineers**, v. 181377-MS, p. 1-16, 2016.
- CARMAN, P. C. Fluid Flow Through Granular Beds. **Transactions of the Institution of Chemical Engineers**, London, v. 15, 1937.

CHAKRAVARTI, A.; DELL, C. C. The Behaviour of Highly Flocculated Suspensions in Batch Tests. **Powder Technology**, Lausanne, v. 3, p. 287-295, 1969.

CHHABRA, R. P.; RICHARDSON, J. F. **Non-Newtonian Flow and Applied Rheology**, 2. Ed. 2008.

COE, H. S.; CLEVINGER, G. H. Methods for Determining the Capacities of Slime-Settling Tanks. **AIME Transactions**, v. 55, p. 356-384, 1916.

COMINGS, E. W. Thickening Calcium Carbonate Slurries. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 32, n. 5, p. 663-667, 1940.

CONCHA, F.; BUSTOS, M. C. A Modification of the Kynch Theory of Sedimentation. **AIChE Journal**, Concepción, v. 33, n. 2, p. 312-315, 1987.

COSTA, C. M.; NACCACHE, M. F.; VARGES, P. Caracterização Reológica de Fluidos Complexos. **Revista Brasileira de Iniciação Científica**, v. 4, n. 7, 2017.

COUSSOT, P.; NGUYEN, Q. D.; HUYNH, H. T.; BONN, D. Viscosity Bifurcation in Thixotropic, Yielding Fluids. **Journal of Rheology**, v. 46, n. 3, p. 573-589, 2002.

DA SILVA, K. C. **Estudo da Filtração com e sem Sedimentação Previa de Fluidos de Perfuração com Comportamentos Newtonianos e Não-Newtonianos**. Dissertação de Mestrado. Instituto de tecnologia. Departamento de Engenharia química. Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro (UFRRJ). 2017.

DAMASCENO, J. J. R. **Uma Contribuição ao Estudo do Espessamento Contínuo**. Tese de Doutorado. COPPE/UFRRJ. 1992.

D'ÁVILA, J. S.; SAMPAIO, R. **Equações de Estado para a Pressão no Sólido**. II CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA QUÍMICA, 1977.

D'ÁVILA, J. S. **Um Modelo Matemático para a Sedimentação**. COPPE/UFRRJ. Rio de Janeiro. 1978.

DAUGAN, S. et al. Aggregation of Particles Settling in Shear-Thinning Fluids. Part 1. Two-Particle Aggregation. **Eur. Phys. J. E**, v. 7, p. 73-81, 2002.

DEREC, C.; AJDARI, A.; LEQUEUX, F. Mechanics Near a Jamming Transition: A Minimalist Model. **Faraday Discussions**, v. 112, p. 195-207, 1999.

DESHPANDE, A. P.; KRISHNAN, J. M.; SUNIAL KUMAR, P. B. **Rheology of Complex Fluids**. New York: Springer. 2010.

DE SOUZA MENDES, P. R.; DUTRA, E. S. S. Viscosity Function for Yield-Stress Liquids. **Applied Rheology**, v. 14, n. 6, pp. 296-302, 2004.

DE WAELE, A. Oil Color Chem. Assoc. Journal, n. 6, pp. 33-88, 1923.

DIXON, D. C. Momentum-Balance Aspects of Free-Settling Theory. I. Batch Thickening. **Separation Science**, v. 12, n. 2, p. 171-191, 1977.

EDALI, M.; ESMAIL, M. N.; VATISTAS, G. H. Rheological Properties of High Concentrations of Carboxymethyl Cellulose Solutions. **Journal of Applied Polymer Science**, v. 79 (10), p.1787-1801, 2001.

ELGADDAFI, R.; AHMED, R.; GROWCOCK, F. Settling Behavior of Particles in Fiber-Containing Herschel Bulkley Fluid. **Powder Technology**, v. 301, p. 782-793, 2016.

EVANS, I. D. Letter to the Editor: On the Nature of the Yield Stress. **Journal of Rheology**, v. 36, n. 7, p. 1313, 1992.

EYMARD, R.; GALLOUËT, T.; HERBIN, R. Finite Volume Methods. In: CIARLET, P. G. **Handbook of Numerical Analysis**. 1^a. ed. Elsevier, v. VII, p. 713-1018, 2000.

FAGUNDES, F. M. **Estudo da Sedimentação de Partículas em Fluidos de Perfuração pelo Uso da Técnica de Atenuação de Raios Gama**. Tese de Doutorado. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2019.

FERNANDES, R. R. **Relação Entre o Limite de Viscoelasticidade Linear e o Limite de Escoamento de um Material Elastoviscoplastico**. Dissertação de Mestrado. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. 2016.

FERRY, J. D. **Viscoelastic Properties of Polymers**. 3 ed. New York: John-Wiley & Sons Inc. 1980.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 3ª. ed. Berlin: Springer. 2002.

FINK, J. K. **Petroleum Engineer's Guide to Oil Field Chemicals and Fluids**. 1ª. Ed. Waltham, MA: Gulf Professional Publishing. 2012.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J.; LEYLEGIAN, J. C. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. 8ª ed. Editora LTC. 2014.

FRANÇA, S. C. A.; MASSARANI, G.; JR., E. C. B. Study on Batch Sedimentation Simulation — Establishment of Constitutive Equations. **Powder Technology**, v. 101, p. 157-164, 1999.

GUESLIN, B. et al. Aggregation Behavior of Two Spheres Falling Through an Aging Fluid. **The American Physical Society**, v. 74, n. 4, p. 1-4, 2006.

HARRIS, C. C.; SOMASUNDARAN, P.; JENSEN, R. R. Sedimentation of Compressible Materials: Analysis of Batch Sedimentation Curve. **Powder Technology**, Lausanne, v. 11, p. 75-84, 1975.

HARTNETT, J. P.; HU, R. Y. Z. Technical Note: The Yield Stress – An Engineering Reality. **Journal of Rheology**, v. 33, n. 4, p. 671, 1989.

HOOKE, R. **Lectures de Potentia Restitutiva**. 1 ed. 1678.

HOUWINK, R. **Second Report on Viscosity and Plasticity**. Amsterdam: Noord-Hollandsche Uitgeversmaatschappij. 1938.

JAGER-LÉZER, N.; TRANCHANT, J. -F.; ALARD, V.; VU, C.; GROSSIORD, J.-L.; TCHORELOFF, P. C. Rheological Analysis of Highly Concentrated w/o Emulsions. **Rheologica Acta**, v. 37, n. 2, p. 129-138, 1998.

KENNEDY, J.; EBERHART, R. **Particle Swarm Optimization**. Proc. IEEE International Conference on Neural Networks. [S.l.]: [s.n.]. 1995. p. 1942-1948.

KOZENY, J. Ueber Kapillare Leitung des Wassers im Boden. **Sitzungsber Akad. Wiss.**, Wien, v. 136, 1927.

KYNCH, G. J. A Theory of Sedimentation. **Trans. Amer. Soc.**, p. 166-176, 1952.

LARUCCIA, M. B. **Velocidade de Sedimentação em Fluidos Não-Newtonianos: Efeito da Forma e da Concentração de Partículas**. Dissertação de Mestrado. Universidade Estadual de Campinas. Campinas. 1990.

LAW, V.; BAILEY, R. A Method for the Determination of Approximate System Transfer Functions. **Chemical Engineering Science**, v. 18, p. 189-202, 1963.

LEXIS, M.; WILLENBACHER, N. Relating Foam and Interfacial Rheological Properties of β -lactoglobulin Solutions. **Soft Matter**, v. 10, n. 48, p. 9626-9636, 2014a.

LEXIS, M.; WILLENBACHER, N. Yield Stress and Elasticity of Aqueous Foams from Protein and Surfactant Solutions – The Role of Continuous Phase Viscosity and interfacial properties. **Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects**, v. 459, p. 177-185, 2014b.

LUZ, A. B. D.; LINS, F. F. **Rochas e Minerais Industriais**. Rio de Janeiro: CETEM, 2005.

MACHADO, J. C. V. **Reologia e Escoamento de Fluidos. Ênfase na Indústria do Petróleo**. Rio de Janeiro: Interciência, 2002.

MACOSKO, C. W. **Rheology: Principles, Measurements and Applications**. USA: Wiley-VCH, Inc. 1993.

MALISKA, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**. 2^a. ed. Rio de Janeiro: LTC. 2014.

MARTINS, S. S. S.; SILVA, M. P.; AZEVEDO, M. O.; SILVA, V. P. Produção de Petróleo e Impactos Ambientais: Algumas Considerações. **Holo**, v. 6, p. 54-76, 2015.

MARZE, S.; GUILLERMIC, R. M.; SAINT-JALMES, A. Oscillatory Rheology of Aqueous Foams: Surfactant, Liquid Fraction, Experimental Protocol and Aging Effects. **Soft Matter**, v. 5, n. 9, p. 1937, 2009.

MASON, T. G.; BIBETTE, J.; WEITZ, D. A. Yielding and Flow of Monodisperse Emulsions. **Journal of Colloid and Interface Science**, v. 179, n. 179, p. 439-448, 1996.

MASSARANI, G.; TELLES, A. S. Escoamento de Fluidos Não-Newtonianos na Vizinhança de Partículas Sólidas. **Revista Brasileira de Física**, v. 8, n. 3, p. 550-561, 1978.

MAXWELL, J. C. **Phil. Trans. Royal Society**, v. A157, pp. 49-88, 1867.

MOE, B.; ERPELDING, P. Annular Pressure Buildup: What it is and What to do About it. **Deepwater Technology**, p. 21-23, 2000.

MØLLER, P. C. F.; MEWIS, J.; BONN, D. Yield Stress and Thixotropy: on the Difficulty of Measuring Yield Stresses in Practice. The Royal Society of Chemistry, **Soft Matter**, v.2, p.274-283, 2006.

MØLLER, P. C. F.; FALL, A.; BONN, D. Origin of Apparent Viscosity in Yield Stress Fluids Below Yielding. **EPL (Europhysics Letters)**, v. 87, n. 3, p. 38004, 2009.

MOREIRA, B. A. **Estudo da Sedimentação em Suspensões de Fluidos com Características Reológicas Pseudoplásticas**. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal de Uberlândia. Uberlândia. 2014.

MOREIRA, B. A.; AROUCA, F. D. O.; DAMASCENO, J. J. R. Analysis of Suspension Sedimentation in Fluids with Rheological Shear-Thinning Properties and Thixotropic Effects. **Powder Technology**, v. 308, p. 290-297, 2017.

MOYER, M. C. et al. Challenges Associated with Drilling Deepwater, Subsalt Exploration Well in the Gulf of Mexico: Hadrian Prospect. **SPE Drilling & Completion**, v. 15, p. 25-30, 2000.

NGUYEN, Q. D.; BOGER, D. V. Yield Stress Measurement for Concentrated Suspensions. **Journal of Rheology**, v. 27, n. 4, p. 321-349, 1983.

NGUYEN, Q. D.; BOGER, D. V. Measuring the Flow Properties of Yield Stress Fluids. **Annual Review of Fluid Mechanics**, v. 24, n.1, p. 47-88, 1992.

NGUYEN, T. C. et al. Predicting Dynamic Barite Sag in Newtonian Oil Based Drilling Fluids. **Society of Petroleum Engineers**, v. 124137, p. 1-14, 2009.

OSTWALD, W. **Kolloid-Z**, n. 36, pp. 99-117, 1925.

OVARLEZ, G.; BERTRAND, F.; COUSSOT, P.; CHATEAU, X. Shear-Induced Sedimentation in Yield Stress Fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 177-178, p. 19-28, 2012.

PAPANASTASIOU, T. C. Flow of Materials with Yield. **J. Rheology**, v. 31, pp. 385-404, 1987.

PETROBRAS. Plano Estratégico 2020-2025. Disponível em: <https://petrobras.com.br/pt/quem-somos/plano-estrategico/>, acesso em: 05 de julho de 2020.

PINTO, J. C.; LAGE, P. L. D. C. **Métodos Numéricos em Problemas de Engenharia Química**. Rio de Janeiro: e-papers, 2001.

REED, J. S. **Principles of Ceramics Processing**. 2^a ed. John Wiley & Sons. 1995.

RICHARDSON, J. F.; ZAKI, W. N. Sedimentation and Fluidisation: Part I. **Trans. Instn Chem. Engrs**, v. 32, p. 82-100, 1954.

ROCHA, R. R. **Estudo Teórico-Experimental da Sedimentação em Batelada: Monitoramento e Modelagem de Perfis de Concentração de Sólidos e Análise de Equações Constitutivas**. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química. 2018.

ROCHA, R. R.; OECHSLER, B. F.; MELEIRO, L. A. C.; FAGUNDES, F. M.; AROUCA, F. O.; DAMASCENO, J. J. R.; SCHEID, C. M.; CALÇADA, L. A. Settling of Weighting Agents in Non-Newtonian Fluids to Off-Shore Drilling Wells: Modeling, Parameter Estimation and Analysis of Constitutive Equations. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 184, 2020.

SCHRAMM, G., **A Practical Approach to Rheology and Rheometry**. 2^a Ed. Gebrueder HAAKE GmbH, Karlsruhe, Alemanha, 2000.

SCHURZ, J. The Yield Stress – An Empirical Reality. **Rheologica Acta**, v. 29, n. 2, p. 170-171, 1990.

SCHWAAB, M. et al. Nonlinear Parameter Estimation Through Particle Swarm Optimization. **Chemical Engineering Science**, v. 63, p. 1542-1552, 2008.

SCHWAAB, M.; PINTO, J. C. **Análise de Dados Experimentais I. Fundamentos de Estatística e Estimção de Parâmetros**. Rio de Janeiro: e-papers, v. 1, 2007.

SCHWAAB, M.; PINTO, J. C. Optimum Reference Temperature for Reparameterization of the Arrhenius Equation. Part 1: Problems Involving One Kinetic Constant. **Chemical Engineering Science**, v. 62, p. 2750 – 2764, 2007a.

SCHWAAB, M.; PINTO, J. C. Optimum Reparameterization of Power Function Models. **Chemical Engineering Science**, v. 63, p.4631-4635, 2008a.

SCHWALBERT, M. P. **Simulação de Escoamentos Não Newtonianos Não Isotérmicos e sua Aplicação à Engenharia de Poços de Petróleo**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio de Janeiro. COPPE/UFRJ. Programa de Engenharia Química. 2013.

SCOTT, K. J. Experimental Study of Continuous Thickening of a Flocculated Silica Slurry. **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals**, v. 7, n. 4, p. 582-595, 1968.

SHERMAN, P. **Industrial Rheology**. London: Academic Press, 1970.

SOUZA MENDES, P. R.; THOMPSON, R. L.; ALICKE, A. A.; LEITE, R. T. The Quasilinear Large-Amplitude Viscoelastic Regime and its Significance in the Rheological Characterization of Soft Matter. **Journal of Rheology**, v. 58, n. 2, p. 537-561, 2014.

STOKES, G. G. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums. **Trans. Cambridge Philos. Soc.** **9**, v. 9, p. 1-86, 1850.

STOKES, J. R.; TELFORD, J. H. Measuring the Yield Behavior of Structured Fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 124, n. 1-3, p. 137-146, 2004.

TALMAGE, W. P.; FITCH, E. B. Determining Thickener Unit Areas. **Industrial and Engineering Chemistry**, v. 47, n. 1, 1955.

TELLES, A. S.; MASSARANI, G. Escoamento de Fluidos Não Newtonianos em Sistemas Particulados. **Revista Brasileira de Física**, v. 9, n. 2, p. 535-550, 1979.

TILLER, F. M. Revision of Kynch Sedimentation Theory. **AIChE Journal**, v. 27, n. 5, p. 823-829, 1981.

TILLER, F. M.; LEU, W. Basic Data Fitting in Filtration. **Journal of the Chinese Institute of Engineers**, v. 1, p. 61-70, 1980.

VARGO, R. F. et al. Practical and Successfully Prevention of Annular Pressure Buildup on the Marlin Project. **SPE Drilling & Completion**, p. 228-234, 2003.

VARNIK, F.; BOCQUET, L.; BARRAT, J.-L.; BERTHIER, L. Shear localization in model glass. **Physical review letters**, v. 90, n. 9, p. 095702, 2003.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics. The Finite Volume Method.** 2^a. ed. [S.l.]: Pearson Education Limited, v. I, 2007.

WACHS, A.; FIGAARD, I. A. Particle Settling in Yield Stress Fluids: Limiting Time, Distance and Applications. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 238, p. 189-204, 2016.

WAKEMAN, R. J.; HOLDICH, R. G. Theoretical and Experimental Modeling of Solids and Liquid Pressures in Batch Sedimentation. **Filtration & Separation**, p. 420-422, 1984.

WALLS, H. J.; CAINES, S. B.; SANCHEZ, A. M.; KHAN, S. A. Yield Stress and Wall Slip Phenomena in Colloidal Silica Gels. **Journal of Rheology**, v. 47, n. 4, p. 847, 2003.

WHITTLE, M.; DICKINSON, E. Large Deformation Rheological Behavior of a Model Particle Gel. **Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions**, v. 94, n. 16, p. 2453-2462, 1998.

