

ANÁLISE DO TERMO DE INTERAÇÃO ENTRE O FLUIDO E O MEIO POROSO
OBTIDO EM TEORIA DE MISTURA UTILIZANDO UMA IDEALIZAÇÃO NÃO
VISCOMÉTRICA DO MEIO POROSO

Vítor Figueirôa Ventura

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Roney Leon Thompson

Rio de Janeiro

Março de 2018

ANÁLISE DO TERMO DE INTERAÇÃO ENTRE O FLUIDO E O MEIO POROSO
OBTIDO EM TEORIA DE MISTURA UTILIZANDO UMA IDEALIZAÇÃO NÃO
VISCOMÉTRICA DO MEIO POROSO

Vítor Figueirôa Ventura

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO
LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA
(COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Examinada por:

Prof. Roney Leon Thompson, D.Sc.

Prof. Jovani Luiz Favero, D.Sc.

Prof.^a Maria Laura Martins Costa, D.Sc.

Prof. Fernando Pereira Duda, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

MARÇO DE 2018

Ventura, Vítor Figueirôa

Análise do Termo de Interação Entre o Fluido e o Meio Poroso Obtido em Teoria de Mistura Utilizando uma Idealização Não Viscométrica do Meio Poroso/ Vítor Figueirôa Ventura. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2018.

XV, 66 p.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Roney Leon Thompson

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Mecânica, 2018.

Referências Bibliográficas: p. 64-66.

1. Teoria de Mistura. 2. Fluidos não Newtonianos. 3. Meio Poroso. I. Thompson, Roney Leon. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

AGRADECIMENTOS

A presente dissertação de mestrado não seria concluída sem o auxílio de diversas pessoas que precisam ser homenageadas, ainda que estes agradecimentos sejam pequenos para o tamanho de sua contribuição.

Em primeiro lugar, agradecer ao meu orientador, professor Roney Thompson, pelo sua imensa disponibilidade para tirar quaisquer dúvidas, corrigir meus erros e fazer sugestões de melhora em meu trabalho.

Desejo agradecer também aos meus colegas de Mestrado em Engenharia Mecânica, principalmente ao Allan Motta e Matheus Altomare, por sua disposição tanto para conversas no corredor como para questões relacionados a dissertação.

Agradeço a empresa Wikki, principalmente a Rodrigo Dias, Jovani Favero, que me ajudaram a me capacitar e ganhar proficiência no software OpenFOAM; e ao Robson Barboza por me ajudar com geração de malhas e outras dúvidas a respeito do *software*.

Por último, agradecer minha família. Em especial minha namorada Mariana que conseguiu suportar a convivência diária comigo, e aos meus pais Fernando e Ivanise que sempre me deram apoio incondicional para eu seguir o caminho que eu escolhi.

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

ANÁLISE DO TERMO DE INTERAÇÃO ENTRE O FLUIDO E O MEIO POROSO
OBTIDO EM TEORIA DE MISTURA UTILIZANDO UMA IDEALIZAÇÃO NÃO
VISCOMÉTRICA DO MEIO POROSO

Vítor Figueirôa Ventura

Março/2018

Orientador: Roney Leon Thompson

Programa: Engenharia Mecânica

Este trabalho tem por objetivo avaliar a importância da geometria e do tipo de fluido para o cálculo do termo de interação entre o fluido e o meio poroso no equacionamento de Teoria de Mistura. Esta abordagem se propõe a levar em conta a tortuosidade do meio poroso e não só forças viscosas como é o caso de trabalhos presentes na literatura. Com este intuito, foram feitas simulações na plataforma de código aberto OpenFOAM e, a partir das forças encontradas, fez-se considerações sobre o termo fonte desejado. Chegou-se a conclusão que o termo de interação entre o fluido e o meio poroso apresenta um aumento significativo em geometrias mais extensionais.

Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

ANALISYS OF THE TERM OF INTERACTION BETWEEN THE FLUID AND THE
POROUS MEDIUM IN MIXTURE THEORY USING A NON VISCOMETRIC
IDEALIZATION OF THE POROUS MEDIUM

Vítor Figueirôa Ventura

March/2018

Advisor: Roney Leon Thompson

Department: Mechanical Engineering

This work aims to evaluate the relevance of the geometry and the type of fluid to obtain the term of interaction between the fluid and the porous medium for the equations of Mixture Theory. This study takes into account the tortuosity of the medium, not only the viscometric forces, like other formulations in the literature. To achieve this objective, simulations on OpenFOAM open source platform were made and considerations about the source term was made from the calculated forces. The term of interaction between the fluid and the porous medium rise significantly in extensional geometries.

SUMÁRIO

1	Introdução.....	1
1.1	Motivação	1
1.2	Objetivos.....	2
2	Revisão Bibliográfica	3
2.1	Estímulo de Reservatórios Petrolíferos.....	3
2.2	Teoria de Misturas	4
2.3	Acidificação de Reservatórios Porosos com Fluidos Não Newtonianos	5
3	Metodologia.....	6
3.1	Fluídos Viscoelásticos	6
3.2	Teoria de Mistura.....	8
3.3	Cálculo da força de interação entre o fluido e o meio poroso utilizando uma nova hipótese para o meio poroso.....	9
3.4	Volumes Finitos	13
3.5	Cálculo da força na parede em um cilindro	14
3.6	Simulação com fluidos newtonianos	17
3.6.1	Canais cilíndricos	17
3.6.2	Simulação em canais convergentes-divergentes.....	18
3.7	Simulação com fluidos <i>power-law</i>	22
3.8	Simulação com fluídos de Bird-Carreau.....	23
3.9	Simulações com fluídos viscoelásticos.....	24
4	Resultados.....	26
4.1	Líquidos Newtonianos	26
4.2	Fluídos <i>power-law</i>	32
4.3	Fluídos Bird-Carreau	36
4.3.1	Simulações com fluido Bird-Carreau utilizando $n=0,25$	37

4.3.2	Simulações com fluido Bird-Carreau utilizando $n=0,5$	41
4.4	Fluídos Viscoelásticos	45
4.5	Comparações entre os resultados	51
4.5.1	Comparações com o mesmo tipo de fluido	51
4.5.2	Comparações com a mesma geometria	55
5	Conclusões.....	59
6	Trabalhos Futuros	63
7	Referências	64

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 Diferentes padrões de dissolução em rochas carbonáticas a medida que a taxa de injeção aumenta da esquerda para direita (panga2005).	4
Figura 3.1 Hipótese para o meio poroso.....	9
Figura 3.2 Proporções do meio poroso idealizado	11
Figura 3.3 Exemplo de canal convergente-divergente	18
Figura 3.4 Parâmetros utilizados na construção do canal convergente-divergente.....	19
Figura 3.5 Geometrias utilizadas nas simulações. A esquerda, geometrias 1 (mais acima), 2 e 3; a direita geometrias 4 , 5 e 6	20
Figura 3.6 Representação do meio poroso com a implementação da condição de contorno periódica.	22
Figura 4.1 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica utilizando fluido newtoniano calculado numericamente e analiticamente	27
Figura 4.2 Campo de velocidades obtido pela simulação utilizando fluido newtoniano em uma geometria cilíndrica.	27
Figura 4.3 termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para a geometria 1($\delta = 93\%$) e utilizando fluido newtoniano.....	29
Figura 4.4 termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para a geometria 1($\delta = 93\%$) e utilizando fluido newtoniano	30
Figura 4.5 Campo de velocidades obtido na simulação com líquido newtoniano utilizando a geometria 1($\delta = 93\%$).....	30
Figura 4.6 Campo de pressão obtido na simulação com líquido newtoniano utilizando a geometria 1 ($\delta = 93\%$).....	31
Figura 4.7 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica e utilizando fluido <i>power-law</i> calculado analiticamente.....	33
Figura 4.8 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido <i>power-law</i>	34
Figura 4.9 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1($\delta = 93\%$) e utilizando fluido <i>power-law</i>	35

Figura 4.10 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,25$	38
Figura 4.11 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,25$	39
Figura 4.12 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,25$	40
Figura 4.13 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,5$	42
Figura 4.14 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,5$	43
Figura 4.15 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,5$	44
Figura 4.16 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria cilíndrica e utilizando fluido viscoelástico. ...	46
Figura 4.17 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 2 ($\delta = 82\%$) e utilizando fluido viscoelástico.	47
Figura 4.18 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 2 ($\delta = 82\%$) e utilizando fluido viscoelástico.	48
Figura 4.19 Campo de tensões normais na direção X obtido para simulações na geometria 2 ($\delta = 82\%$) utilizando fluido viscoelástico	49
Figura 4.20 Campo de tensões cisalhantes obtido para simulações na geometria 2 ($\delta = 82\%$) utilizando fluido viscoelástico.....	50
Figura 4.21 Campo de tensões normais na direção y obtido para simulações na geometria 2 ($\delta = 82\%$) utilizando fluido viscoelástico.....	50

Figura 4.22 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido newtoniano	51
Figura 4.23 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido <i>power-law</i>	52
Figura 4.24 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido <i>power-law</i> , suprimindo a geometria 1 ($Resf = 1; H = 0,05; L = 0,5$).....	53
Figura 4.25 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido de Bird-Carreau, com $n=0,25$	54
Figura 4.26 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido de Bird-Carreau, com $n=0,5$	54
Figura 4.27 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido de Bird-Carreau, com $n=0,25$, suprimindo a geometria 1 ($Resf = 1; H = 0,05; L = 0,5$).....	55
Figura 4.28 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para geometria cilíndrica	56
Figura 4.29 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds geometria 1 ($\delta = 93\%$).....	57
Figura 4.30 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para geometria 1 ($\delta = 93\%$), suprimindo o fluido <i>power-law</i>	57

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 Lista de parâmetros para simulação em geometria cilíndrica e fluido newtoniano	17
Tabela 3.2 Parâmetros para a geração dos canais convergentes-divergentes.....	19
Tabela 3.3 Grau de extensibilidade de cada geometria utilizada nas simulações.....	21
Tabela 3.4 Lista de parâmetros para simulação com fluidos <i>power-law</i>	22
Tabela 3.5 Lista de parâmetros para simulação com fluidos de Bird-Carreau.....	23
Tabela 3.6 Lista de parâmetros para simulação com fluidos viscoelásticos	24
Tabela 4.1 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para os casos analítico e numérico em geometria cilíndrica com fluidos newtonianos.....	26
Tabela 4.2 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes com fluidos newtonianos.....	28
Tabela 4.3 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes com fluidos newtonianos.....	29
Tabela 4.4 Porcentagem de contribuição do termo de pressão para o termo de interação total em fluidos newtonianos.....	31
Tabela 4.5 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para os casos analítico e numérico em geometria cilíndrica com fluido <i>power-law</i>	32
Tabela 4.6 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluido <i>power-law</i>	34
Tabela 4.7 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos <i>power-law</i>	35
Tabela 4.8 Porcentagem da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluidos <i>power-law</i>	36
Tabela 4.9 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para o caso numérico em geometria cilíndrica com fluido de Bird-Carreau com $n=0,25$	37
Tabela 4.10 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,25$	38
Tabela 4.11 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,25$	39
Tabela 4.12 Porcentagem da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,25$	41

Tabela 4.13 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para o caso numérico em geometria cilíndrica com fluido de Bird-Carreau com $n=0,5$	42
Tabela 4.14 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,5$	43
Tabela 4.15 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,5$	43
Tabela 4.16 Porcentual da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluidos de Bird-Carreau com $n =0,5$	45
Tabela 4.17 Termo de interação adimensional para fluidos viscoelásticos em geometria cilíndrica	46
Tabela 4.18 Termo de interação adimensional viscoso para geometria convergente-divergente com fluidos viscoelásticos	47
Tabela 4.19 Termo de interação adimensional de pressão para geometria convergente-divergente com fluidos viscoelásticos	48
Tabela 4.20 Porcentual da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluido viscoelástico	49

LISTA DE SÍMBOLOS

η	Viscosidade
k	Índice de consistência para fluidos <i>power-law</i>
n	exponente da taxa de deformação do fluido
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação do fluido
η_{∞}	Viscosidade de fluidos de Bird-Carreau para altas taxas de cisalhamento
η_0	Viscosidade de fluidos de Bird-Carreau para baixas taxas de cisalhamento
λ	Tempo de relaxação
a	Parâmetro de ajuste para o fluido de Bird-Carreau
$\boldsymbol{\tau}$	Tensor das tensões
$\dot{\boldsymbol{\gamma}}$	Tensor das taxas de deformação do fluido
ρ	Massa específica
t	Tempo
\boldsymbol{v}	Vetor velocidade
\boldsymbol{m}	Vetor força de interação
\boldsymbol{f}_c	Vetor força de corpo
φ	Fração de fluido
p	pressão
\boldsymbol{D}	Parte simétrica do gradiente de velocidade
K	Permeabilidade
\boldsymbol{I}	Matriz identidade
ϕ	Porosidade
T_w	Tensão cisalhante na parede
F	Força exercida pelo fluido na parede
m	Termo de interação entre o fluido e o meio poroso
m_a	Termo de interação adimensional entre o fluido e o meio poroso
Vol	Volume da geometria
Re	Número de Reynolds
R_{esf}	Raio da esfera utilizado como parâmetro de construção para geometria convergente-divergente
H	Espessura da garganta utilizada como parâmetro de construção para geometria convergente-divergente

L	Distancia da entrada à garganta
r_e	Raio da entrada da geometria
n_{cis}	Expoente da taxa de deformação para escoamento cisalhante
n_{ext}	Expoente de taxa de deformação para escoamento extensional
δ	Parâmetro de extensibilidade
η_{∞}^{cis}	Viscosidade para altas taxas de deformação em escoamentos cisalhantes
η_{∞}^{ext}	Viscosidade para altas taxas de deformação em escoamentos extensionais
W_e	Número de Weissenberg

1 Introdução

1.1 Motivação

O petróleo é um recurso natural não renovável e, como é de grande utilização em nossa sociedade como fonte de energia e matéria prima, tende a ter um declínio em sua produção ao longo do tempo. Levando este fato em consideração, é de suma importância buscar o aumento da produtividade dos poços de petróleo.

Como grande parte dos poços se encontram em reservatórios carbonáticos, o estudo do aumento da permeabilidade de tais reservatórios ganha importância. O estímulo por meio de injeção de ácidos é uma técnica muito difundida e visa aumentar a permeabilidade de poços com baixa produtividade ou restituir a produtividade a poços danificados.

O ácido reage com o material constituinte do meio poroso e cria canais de alta permeabilidade. Esses canais assumem diferentes padrões dependendo de vários fatores, entre eles destaca-se o tipo de ácido e a taxa de injeção do ácido. Busca-se o aumento de permeabilidade com o mínimo de injeção de ácido. Com esse intuito, o padrão conhecido como *wormhole* é aceito como o mais eficiente.

Na produção atual, o ácido mais comumente utilizado em estímulo de poços é o ácido clorídrico, devido a sua alta taxa de reação e facilidade de aquisição. Entretanto, para reservatórios com heterogeneidade muito acentuada, este ácido, que se comporta como líquido newtoniano, tende a fluir para o caminho que já possui maior permeabilidade, de forma que a região mais estimulada não seja a que mais demandava este tipo de tratamento.

Este tipo de comportamento é esperado em líquidos newtonianos, portanto, para se evitar isso, se recorre a líquidos mais complexos, como, por exemplo, líquidos que possuem viscosidade dependente do PH. Entre os líquidos não newtonianos estudados para este fim, vale destaque os fluídos viscoelásticos, que além da característica viscosa normal aos fluidos, apresenta também características elásticas.

Na literatura, quando se aborda a questão não newtoniana, muitas vezes se recorre a uma formulação analítica do tipo *power-law* para se descrever a interação entre o meio poroso e o fluido.

Entretanto, esse equacionamento é baseado em um escoamento viscométrico, obtido por meio de uma idealização do meio poroso em que não há variação de seção reta. Portanto, esse tipo de abordagem não captura os efeitos extensionais que o fluido escoando em um meio poroso certamente será submetido.

Essa limitação é particularmente relevante em fluidos viscoelásticos, que normalmente apresentam características *shear-thinning*, *extensional-thickening*. Quando submetido a um escoamento viscométrico, certamente o caráter *shear-thinning* sobressairia. Em um poro real, porém, o caráter *extensional-thickening* pode ser bem mais significativo.

1.2 Objetivos

Este trabalho visa estudar como o termo de interação entre o meio poroso e o fluido se comporta em diferentes idealizações para o meio poroso e para diferentes fluidos utilizando Teoria de Misturas, de forma que forças compressivas e viscosas sejam levadas em consideração. Além disso, o estudo se estende para fluidos não-newtonianos.

Para se atingir tais objetivos, foram feitas simulações utilizando a plataforma de código aberto OpenFOAM e a partir dos resultados analisados foi feita considerações sobre a formulação para o termo de interação.

2 Revisão Bibliográfica

2.1 Estímulo de Reservatórios Petrolíferos

O estudo de rochas carbonáticas é de grande interesse para a indústria do petróleo. Neste tipo de rocha é onde normalmente são encontradas as reservas de petróleo. Cerca de 50% das reservas mundiais de petróleo e gás natural se encontram em calcários e dolomitas [4], exemplos deste tipo de rocha.

Durante o processo de extração neste tipo de rocha, partículas são carregadas pelo fluido e se depositam próximo à região do poço. Isso faz com que a permeabilidade diminua e, conseqüentemente, a produção de petróleo seja prejudicada [1]. Danos causados durante o processo de escavação também podem induzir uma queda na permeabilidade.

Existem três formas principais de se realizar o estímulo de poços: fraturamento hidráulico, acidificação de matriz e fraturamento ácido [5]. O fraturamento hidráulico é a injeção de um fluido com o intuito de causar falha na rocha e dessa forma criar canais de alta condutividade. Na acidificação da matriz, ácido é injetado para que ele dissolva parte da matriz e das partículas que foram carregadas durante a extração. No fraturamento ácido, o fluido injetado com intuito de causar fratura é um ácido, de forma que, além de causar falha, ele reage com a matriz.

No processo de acidificação de matriz, pode-se usar diversos ácidos. O ácido mais comumente utilizado é o ácido clorídrico, mas também podem ser utilizados outros ácidos, como o ácido fórmico ou ácido acético. Além, disso podem ser utilizadas algumas técnicas para que haja uma maior penetração do ácido, como a emulsificação do ácido [7].

Em geral, neste tipo de processo, busca-se obter o maior aumento da permeabilidade com a mesma quantidade de ácido injetado. Em experimentos feitos com rochas calcárias, se a taxa de injeção de ácido for muito elevada, o ácido passa por toda a rocha praticamente sem reagir, gerando um padrão de dissolução uniforme [2]. Se, por outro lado, a taxa de injeção for baixa, o ácido reage completamente nas primeiras seções da rocha, gerando o padrão chamado dissolução de face. O padrão mais eficiente é obtido para taxas intermediárias de injeção, quando são formados canais de alta permeabilidade chamados de *wormholes*.

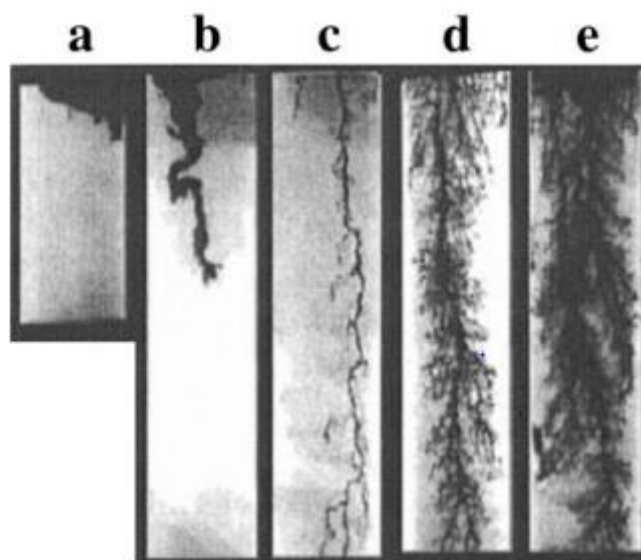


Figura 2.1 Diferentes padrões de dissolução em rochas carbonáticas a medida que a taxa de injeção aumenta da esquerda para direita (panga2005).

2.2 Teoria de Misturas

Para Teoria de Misturas, uma mistura consiste de dois ou mais materiais em que cada um destes é um meio contínuo [8]. Cada um dos meios contínuos possui seus próprios campos e obedecem às equações de mecânica do contínuo referentes a massa, quantidade de movimento e energia. A mistura pode ser entendida como dois meios contínuos superpostos que interagem entre si.

A interação entre os constituintes da mistura pode ser modelada de diversas formas. Em 1977, Sampaio e William [9] propuseram para a mistura uma viscosidade dependente da viscosidade de cada fluido separadamente e do quadrado da fração de cada fluido.

Em 1980, William [10] propõe que esta formulação para a viscosidade de uma mistura também pode ser aplicada para um fluido em um meio poroso onde um dos componentes da mistura é o próprio fluido e o outro é o meio poroso em que se encontra. Neste caso não é necessário resolver as equações para o meio poroso, já que ele não apresenta movimento.

Em 1985, Sampaio e da Gama [11], propuseram um equacionamento para a força de interação entre o meio poroso e um fluido por meio de uma aproximação do meio poroso, encarando ele como placas planas paralelas entre as quais o fluido escoar.

Resultados analíticos obtidos para fluídos newtonianos neste tipo de escoamento, são estendidos para fluídos não newtonianos em escoamentos tridimensionais.

Em 2013, Martins-Costa et al. [12] estudaram como fluídos *power-law* se comportam escoando através de meios porosos utilizando a teoria de mistura. Foram analisados casos em que o fluído era *shear-thinning* e *shear-thickening*. Para validação, foram comparadas simulações utilizando esta formulação e casos limites em que é possível de se obter resultados analíticos.

2.3 Acidificação de Reservatórios Porosos com Fluidos Não Newtonianos

No processo de acidificação de meios porosos, ácidos newtonianos tendem a ir para regiões de alta permeabilidade, o que faz com que haja uma concentração maior de ácido em regiões que não necessitam um tratamento extensivo. Uma maneira de se obter melhores resultados é a utilização de ácidos não-newtonianos.

Chang et al. [17] desenvolveram um sistema ácido *self-diverting* utilizando um surfactante viscoelástico. O sistema ácido tem um aumento de viscosidade com o aumento da concentração de íons gerados pela reação com o meio poroso. Dessa forma, onde já ocorreu reação, o ácido apresenta um aumento de viscosidade, dificultando o escoamento e levando ácidos a regiões de menor permeabilidade.

Taylor et al. [18] desenvolveram um sistema ácido similar, com uma resistência térmica superior, chegando a resistir a temperatura de 300° F. Foram feitos experimentos *multi-core* e se verificou que o ácido forma eficientemente *wormholes* tanto nas amostras com alta permeabilidade quanto nas com baixa permeabilidade.

Ratnakar et al. [1] produziram, a partir do modelo de Panga, um modelo de ácido *power-law* e com viscosidade dependendo do PH. O ácido apresentava um aumento de viscosidade em uma determinada faixa de PH, desta forma evitava regiões em que o ácido já havia alcançado e priorizando regiões ainda não acidificadas. Foram feitas simulações com esse modelo para se confirmar tal hipótese.

Em 2016, Naizhen e Ming [19] fizeram um modelo para um sistema ácido com surfactante viscoelástico. Foram feitas simulações utilizando um meio que possuía uma região de alta permeabilidade e uma região de baixa de permeabilidade. Ácidos newtonianos tradicionais apresentaram um *wormhole* desenvolvido apenas na região de alta permeabilidade. Já o modelo viscoelástico, apresentou *wormholes* em ambas a regiões.

3 Metodologia

3.1 Flúidos Viscoelásticos

Para se obter melhores resultados na acidificação de poços de petróleo, se recorre muitas vezes a ácidos não-newtonianos. Em sua maioria, os ácidos não-newtonianos utilizados são viscoelásticos. Por estes flúidos apresentarem alto grau de complexidade, normalmente são simulados modelos mais simples, como o próprio líquido newtoniano.

Uma forma de se fazer uma modelagem um pouco mais simplificada para flúidos viscoelásticos é modelar apenas alguns aspectos de interesse. Por exemplo, flúidos viscoelásticos normalmente apresentam características *shear-thinning* e *extensional-thickening*.

Pode-se modelar esse comportamento, por meio de um modelo *power-law*, onde a viscosidade depende da taxa de deformação. Este modelo pode ser expresso pela equação (3.1).

$$\eta = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (3.1)$$

Onde η é a viscosidade, k é um índice de consistência, $\dot{\gamma}$ é a taxa de deformação do material e n é o expoente *power-law*. Quando $n = 1$ o fluido tem viscosidade constante, apresentando características newtonianas. Para $n < 1$ o fluido é dito *shear-thinning* e para $n > 1$ o fluido é dito *shear-thickening*.

Para se modelar um líquido *shear-thinning*, *extensional-thickening* deve-se adotar duas viscosidades, uma para cinemática cisalhante e uma para cinemática extensional.

Existem outras formas de se modelar a viscosidade dependendo da taxa de deformação, como por exemplo o modelo de Bird-Carreau. Este modelo pode ser expresso pela equação (3.2).

$$\eta = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty})[1 + (\lambda\dot{\gamma})^a]^{\frac{n-1}{a}} \quad (3.2)$$

Onde λ uma constante de tempo, a é um parâmetro de ajuste do modelo, η_∞ é a viscosidade em altas taxas de cisalhamento e η_0 é a viscosidade em baixas taxa de cisalhamento. Neste modelo n sempre possui valores entre 0 e 1. O que define se o fluído é *shear-thinning* ou *shear-thickening* é a relação entre η_∞ e η_0 . Se η_0 for maior, o fluído é *shear-thinning*, se for o contrário, o fluído é *shear-thickening*.

Embora possa capturar alguns aspectos de fluídos viscoelásticos, este tipo de abordagem falha em capturar outros. Por exemplo, os modelos citados falham em capturar o tempo de relaxação do material. A tensão em materiais viscoelásticos submetidos a uma deformação fixa decai ao longo do tempo. O tempo característico desse decaimento é conhecido como tempo de relaxação.

Uma das formas mais simples de se modelar fluídos viscoelásticos propriamente dito é o modelo Upper Convected Maxwell. Ele pode ser expresso pela equação 3.3.

$$\boldsymbol{\tau} + \lambda \check{\boldsymbol{\tau}} = \eta \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (3.3)$$

Onde τ é a tensão, λ é o tempo de relaxação, η é a viscosidade, $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$ é a taxa de deformação e $\check{\boldsymbol{\tau}}$ é a derivada convectada superior da tensão. A derivada convectada de um tensor é expressa pela expressão 3.4:

$$\check{\boldsymbol{\tau}} = \frac{D\boldsymbol{\tau}}{Dt} - (\nabla \mathbf{v})^T \cdot \boldsymbol{\tau} - \boldsymbol{\tau} \cdot (\nabla \mathbf{v}) \quad (3.4)$$

Onde $\frac{D\boldsymbol{\tau}}{Dt}$ é a derivada material do tensor de tensões. O uso da derivada convectada é necessário para se estender esse modelo para escoamentos tridimensionais, já que a derivada é não objetiva. No caso deste modelo, utiliza-se a derivada convectada superior.

Outro modelo amplamente utilizado é o modelo Oldroyd-B. Ele pode ser expresso pela expressão 3.5.

$$\boldsymbol{\tau} + \lambda_1 \check{\boldsymbol{\tau}} = \eta (\dot{\boldsymbol{\gamma}} + \lambda_2 \check{\dot{\boldsymbol{\gamma}}}) \quad (3.5)$$

Onde τ é a tensão, λ_1 é o tempo de relaxação, λ_2 é o tempo de retardação, η é a viscosidade, $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$ é a taxa de deformação, $\check{\boldsymbol{\tau}}$ é a derivada convectada superior da tensão e $\check{\dot{\boldsymbol{\gamma}}}$ é a derivada convectada superior da taxa de deformação.

3.2 Teoria de Mistura

A Teoria de Misturas é uma forma de modelar um sistema com mais de um constituinte. O sistema é modelado como uma superposição dos constituintes, onde cada um deles possui cinemática independente [13] e ocupa todo o volume da mistura. Os constituintes interagem por meio de termos fontes ou sorvedouros presentes nas equações de balanço.

Para uma mistura de dois constituintes e na ausência de reações químicas, as equações de balanço de massa e de quantidade de movimento linear ficam [14]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{v}_i) = 0 \quad i = 1,2 \quad (3.6)$$

$$\rho_i \frac{D\mathbf{v}_i}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_i + \mathbf{m}_i + \rho_i \mathbf{f}_{c_i} \quad i = 1,2 \quad (3.7)$$

$$\sum_{i=1}^2 \mathbf{m}_i = 0 \quad (3.8)$$

Onde os índices 1 e 2 representam cada um dos constituintes, ρ_i é a massa específica do constituinte i , \mathbf{v}_i a velocidade, $\boldsymbol{\tau}_i$ é o tensor parcial das tensões, \mathbf{f}_{c_i} é a força de corpo e \mathbf{m}_i é a força de interação entre os constituintes por unidade de volume.

Para o caso em que um dos constituintes é um sólido poroso, a equação de conservação de quantidade de movimento referente a esse constituinte pode ser ignorada, caso o constituinte sólido for considerado rígido. Nesse caso, o termo de interação leva em conta principalmente a resistência de atrito nos contornos sólidos dos poros, sendo essencialmente uma força de arrasto [15].

Para um fluido Newtoniano Generalizado do tipo *power-law*, pode-se fazer uma simplificação e levar em conta apenas a parte simétrica do tensor tensão. Neste caso, a tensão e a força de interação entre o fluido e o meio poroso podem ser expressos de acordo com as seguintes equações:

$$\boldsymbol{\tau}_f = -\varphi p \mathbf{I} + 2\varphi \eta \dot{\gamma}^{n-1} \mathbf{D} \quad (3.9)$$

$$m_F = -\frac{\varphi\eta}{K} \left\{ \left[\frac{2n+1}{n} \right]^n \frac{1}{3} \left(\frac{\varphi}{6K} \right)^{\frac{n-1}{2}} |v_F|^{n-1} \right\} v_F \quad (3.10)$$

Onde φ é a fração de fluido, p é a pressão mecânica do fluido, η é um parâmetro de viscosidade, D é a parte simétrica do gradiente de velocidade do fluido, n é o expoente *power-law* e K é um parâmetro relacionado à permeabilidade.

A expressão utilizada para o cálculo de forças é baseada em uma expressão *power-law* que, normalmente, é obtida em cisalhamento. Entretanto, o escoamento em meios porosos possui um caráter extensional que não pode ser desprezado.

3.3 Cálculo da força de interação entre o fluido e o meio poroso utilizando uma nova hipótese para o meio poroso

Para se chegar a fórmula da força de interação entre o fluido e o meio poroso, Sampaio e da Gama [11] usaram a hipótese que o meio poroso é constituído por placas planas e o escoamento se dá entre as placas.

Seguindo a mesma metodologia, mas seguindo a hipótese que o meio poroso é constituído por cilindros vazados, podemos chegar a resultados análogos.

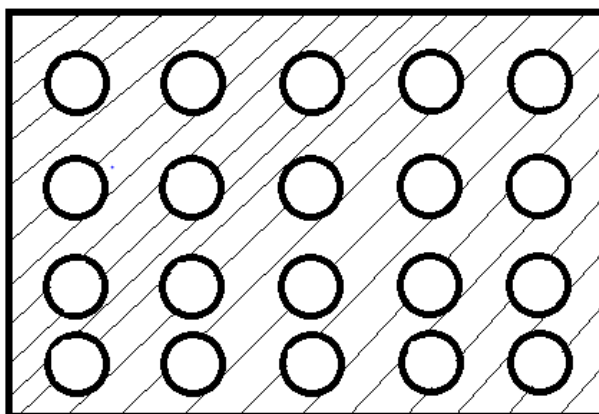


Figura 3.1 Hipótese para o meio poroso

Para um escoamento em um tubo de um líquido newtoniano em regime laminar estacionário temos que as equações de Navier-Stokes se resumem a:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) = C_1 \quad (3.11)$$

Onde p é a pressão, u é a velocidade axial do escoamento, η é a viscosidade e C_1 é uma constante. Neste caso, o gradiente da pressão é a própria derivada da pressão em relação a z , portanto podemos reescrever:

$$\nabla p = \frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (3.12)$$

Após duas integrações a equação fica:

$$v = \frac{r^2 \nabla p}{4\eta} + \ln(C_2) + C_3 \quad (3.13)$$

Aplicando a condição de simetria e a condição de não deslizamento, pode-se deduzir o valor das constantes. Após a substituição de seus valores, a equação fica:

$$v = -\frac{\nabla p}{4\eta} R^2 \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \quad (3.14)$$

Onde R é o raio do tubo. Para se obter a velocidade média deve-se integrar novamente:

$$\begin{aligned} v_m &= \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R u 2\pi r \, dr \\ v_m &= \frac{R^2}{8\eta} (-\nabla p) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Pela lei de Darcy, em escoamentos em meios porosos o gradiente de pressão é dado por:

$$\nabla p = -\frac{\phi \eta}{K} v_m \quad (3.16)$$

Onde ϕ é a porosidade e K a permeabilidade. Substituindo a equação 3.15 na equação 3.16 podemos obter:

$$\frac{K}{\phi} = \frac{R^2}{8} \quad (3.17)$$

A partir da idealização do meio poroso, podemos chegar que a porosidade é dada por:

$$\phi = \frac{\pi R^2}{L} \quad (3.18)$$

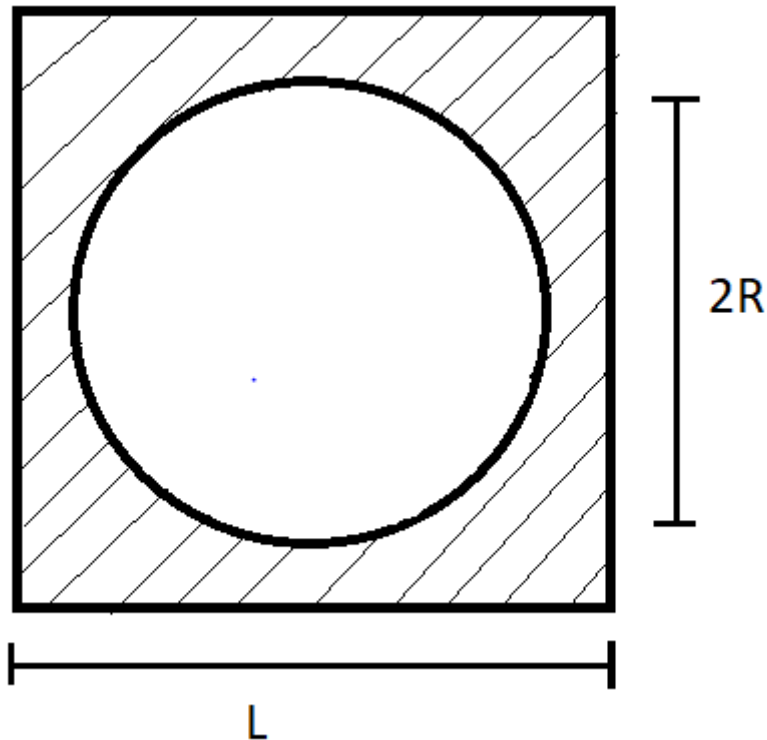


Figura 3.2 Proporções do meio poroso idealizado

Substituindo a equação 3.18 na equação 3.17 podemos chegar a:

$$R = \sqrt{\frac{8K}{\phi}} \quad (3.19)$$

Para um fluido *power-law*, temos que a tensão é dada por:

$$\boldsymbol{\tau} = -p\mathbf{I} + k \left| \frac{\partial v}{\partial r} \right|^{n-1} \mathbf{D} \quad (3.20)$$

Onde $\boldsymbol{\tau}$ é a tensão, \mathbf{I} é a matriz identidade, \mathbf{D} é a parte simétrica do gradiente da velocidade e k é a constante do fluido *power-law*. Utilizando essa tensão para o escoamento em um duto, as equações de Navier-Stokes se resumem a:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rk \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^n \right) \quad (3.21)$$

Após duas integrações, pode-se chegar que a velocidade no duto é dada por:

$$v = \frac{n}{n+1} \left(-\frac{\partial p}{\partial z} \frac{1}{2k} \right)^{\frac{1}{n}} \left(R^{\frac{n+1}{n}} - r^{\frac{n+1}{n}} \right) \quad (3.22)$$

Pode-se chegar que a velocidade média fazendo a integração:

$$\begin{aligned} v_m &= \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R v 2\pi r \, dr \\ v_m &= R^{\frac{n+1}{n}} \frac{n}{3n+1} \left(-\frac{dp}{dz} \frac{1}{2k} \right)^{\frac{1}{n}} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Isolando dp/dz e sabendo que :

$$m_f = \frac{\phi dp}{dz} = -\frac{\phi 2k v_m^n}{R^{n+1}} \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \quad (3.24)$$

Onde m_f é a força de interação entre o meio poroso e o fluído. Substituindo a equação 3.19 na equação 3.24, podemos obter uma equação para a força de interação que pode ser expandida para um escoamento tridimensional:

$$m_f = -\phi 2k v_m^n \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \left(\frac{\phi}{8K} \right)^{\frac{n+1}{2}} \quad (3.25)$$

Fazendo uma expansão do modelo para um escoamento tridimensional e permitir a movimentação do meio poroso de forma similar àquela feita no artigo, a equação fica:

$$\mathbf{m}_f = -\phi 2k |\mathbf{v}_m - \mathbf{U}|^n \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \left(\frac{\phi}{8K} \right)^{\frac{n+1}{2}} (\mathbf{v}_m - \mathbf{U}) \quad (3.26)$$

Os resultados obtidos foram bastante similares aos obtidos no artigo original. Entretanto, tanto a suposição que o meio poroso é constituído por placas paralelas ou tubos cilíndricos é deficiente, pois os escoamentos nessas geometrias são viscométricos. Um meio poroso não possui poro de seção constante e, portanto, tais geometrias falham em capturar parte dos efeitos.

Uma geometria que induza deformações extensionais é uma idealização um pouco melhor, principalmente se tratando de fluídos viscoelásticos. Como, para geometrias mais complexas, a solução analítica é inviável, deve-se recorrer a métodos numéricos em busca de uma melhor modelagem.

3.4 Volumes Finitos

A fluidodinâmica computacional, em inglês *Computational Fluid Dynamics* (CFD), ganhou uma importância muito grande recentemente com o desenvolvimento de computadores com capacidade de processamento maior [21].

Para análise de meios contínuos, é comum a utilização do método de discretização denominado Volumes Finitos. Em particular, esse é o método utilizado pelo OpenFOAM, que será utilizado para se efetuar as simulações neste trabalho.

O método de volumes finitos discretiza o volume em que se tem interesse em pequenos volumes de controle, compondo uma malha discreta. Para um campo distribuído neste espaço, acompanha-se o fluxo desta grandeza através das superfícies dos volumes de controle. Esta técnica permite exprimir diferentes equações de balanço, como por exemplo, massa, quantidade de movimento linear e energia.

Cada variável é armazenada no centroide do volume de controle. Para se obter o valor dessa variável na face do volume de controle, é utilizado algum método de interpolação, variando com a estabilidade e precisão desejados na simulação.

Este método possui algumas vantagens, como poder representar geometrias complexas, a possibilidade de aplicá-lo diretamente sobre malhas com espaçamento uniforme e a interpretação física direta.

3.5 Cálculo da força na parede em um cilindro

Estamos interessados no cálculo do termo de interação entre o fluido e o meio poroso. Para isso, canais serão simulados com o intuito de reproduzir o meio poroso. Entretanto, o *software* OpenFOAM calcula apenas as forças e não o termo de interação em si e, portanto, é necessário se calcular a relação entre estes valores.

Utilizando as equações 3.14 e 3.15 é possível se chegar a uma equação para velocidade em função da velocidade média. Essa equação fica:

$$v = 2v_m \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (3.27)$$

O valor da tensão cisalhante na parede, para líquidos newtonianos é dada por:

$$\begin{aligned} T_w &= -\eta \left[\frac{\partial v}{\partial r} \right]_{r=R} \\ T_w &= \frac{4\eta v_m}{R} \end{aligned} \quad (3.28)$$

Um elemento infinitesimal de força na parede é, portanto:

$$\begin{aligned} dF &= T_w dA \\ dF &= T_w 2\pi R dz \end{aligned} \quad (3.29)$$

Onde dA é um elemento infinitesimal de área. Para um tubo que tenha comprimento $2L$, a integração gera a seguinte força:

$$F = 16\pi\eta v_m L \quad (3.30)$$

A força que a parede faz no fluido é, portanto, a mesma expressão com o sinal trocado. Utilizando as expressões (3.15) e (3.24), pode-se chegar que o termo de interação entre o meio poroso e o fluido para a idealização cilíndrica do poro é:

$$m = -\frac{8\phi\eta v_m}{R^2} \quad (3.31)$$

Portanto a relação entre a força na parede e o termo de interação entre o meio poroso e o fluido é:

$$m = F \frac{\phi}{2\pi LR^2} = F \frac{\phi}{Vol} \quad (3.32)$$

Onde Vol é o volume do cilindro. Essa relação também será utilizada para outras geometrias. Com o objetivo de comparar diferentes casos, adimensionalizou-se este termo da seguinte forma:

$$m_a = m \frac{R}{\rho v_m^2} = -\frac{8\phi\mu}{R\rho v_m} = \frac{8\phi}{Re} \quad (3.33)$$

Onde ρ é a massa específica do fluido e Re é o número de Reynolds. De forma similar, pode-se desenvolver os cálculos para o escoamento de um fluido *power-law* em um tubo cilíndrico. A partir das equações 3.22 e 3.23, pode-se chegar a velocidade do fluido em função de sua velocidade média:

$$v = v_m \frac{3n+1}{n+1} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right) \quad (3.34)$$

Desta forma, a tensão na parede é dada por:

$$\begin{aligned} T_w &= -\mu \left[\frac{\partial u}{\partial r} \right]_{r=R} = -\eta \left[\frac{\partial u}{\partial r} \right]_{r=R}^n \\ T_w &= \eta \left(\frac{3n+1}{n} \frac{\bar{v}}{R} \right)^n \end{aligned} \quad (3.35)$$

Um elemento infinitesimal de força na parede é portanto:

$$\begin{aligned} dF &= T_w dA \\ dF &= T_w 2\pi R dz \end{aligned} \quad (3.36)$$

Para um tubo que tenha comprimento $2L$, a integração gera a seguinte força:

$$F = 4\pi\eta LR \left(\frac{3n+1}{n} \frac{\bar{v}}{R} \right)^n = 4\pi \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \eta L \bar{v}^n R^{1-n} \quad (3.37)$$

O termo de interação entre o fluido e o meio poroso já foi deduzido, e o resultado obtido foi:

$$m_f = \frac{\phi dp}{dz} = \frac{\phi 2\eta v^n}{R^{n+1}} \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \quad (3.38)$$

Portanto, a relação entre a força e o termo de interação entre o fluido e o meio poroso para o fluido *power-law* é:

$$m_f = F \frac{\phi}{2\pi LR^2} = F \frac{\phi}{Vol} \quad (3.39)$$

Este resultado é idêntico ao encontrado para líquidos newtonianos. A adimensionalização é feita de forma similar ao caso newtoniano. Fazendo a mesma adimensionalização feita para líquidos newtonianos:

$$m_a = m \frac{R}{\rho v^2} = \frac{\phi 2\eta v^{n-2}}{R^n \rho} \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n = \frac{2\phi\eta}{R^n \rho v^{n-2}} \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n = \frac{2\phi}{Re} \left(\frac{3n+1}{n} \right)^n \quad (3.40)$$

Sendo o número de Reynolds caracterizado para fluidos *power-law* como:

$$Re = \frac{v_m \rho R}{\eta \left(\frac{v_m}{R} \right)^{n-1}} = \frac{v_m^{2-n} \rho R^n}{\eta} \quad (3.41)$$

Podemos ver que, similar ao líquido newtoniano, o termo de interação adimensional também é inversamente proporcional ao número de Reynolds.

3.6 Simulação com fluidos newtonianos

3.6.1 Canais cilíndricos

Com o propósito de validação e obtenção de valores de referência, fez-se simulações com geometria cilíndrica e fluidos newtonianos. Para estas simulações foram utilizados os seguintes parâmetros:

Velocidade média na entrada (v_m)	0,05 m/s
Massa específica (ρ)	1000 kg/m ³
Porosidade (ϕ)	0,3
Raio (R)	0,184 m
Comprimento do tubo (2L)	1 m

Tabela 3.1 Lista de parâmetros para simulação em geometria cilíndrica e fluido newtoniano

Os valores foram escolhidos para que fossem representativos para escoamentos em meios porosos reais [7], [6], com exceção do tamanho do poro e da velocidade média. A velocidade média foi ajustada de forma que a taxa de deformação na simulação fosse da mesma ordem de grandeza da apresentada no poro. Esta medida é importante para casos não newtonianos

Variou-se o número de Reynolds variando a viscosidade. O valor da viscosidade foi ajustado para que os Reynolds resultantes fossem: 0.0001; 0.0002; 0.0003; 0.0004; 0.0006; 0.008; 0.001; 0.002; 0.003; 0.004; e 0.005. Estes valores foram escolhidos para serem representativos em fenômenos da escala do poro.

As condições de contorno para todas as simulações foram:

$$\begin{aligned} \mathbf{v}|_{r=R} &= (0 \ 0 \ 0) \\ \nabla p|_{r=R} &= (0 \ 0 \ 0) \end{aligned} \quad (3.42)$$

Além disso, foi usado condição de contorno cíclica. A condição de contorno cíclica faz com que o resultado da saída em um passo de tempo seja utilizado como a condição de contorno de entrada no passo de tempo seguinte. Isso é utilizado para se simular que o poro tem o formato de várias geometrias utilizadas na simulação de forma

subsequente. No caso da geometria cilíndrica, o resultado seria apenas um cilindro longo.

3.6.2 Simulação em canais convergentes-divergentes

Com o intuito de reproduzir efeitos que a mudança de seção reta produz em meios porosos, foi proposto uma geometria simplificada. Essa geometria consiste em um canal convergente e divergente, que induz deformações extensionais no fluido, além das tensões viscométricas.

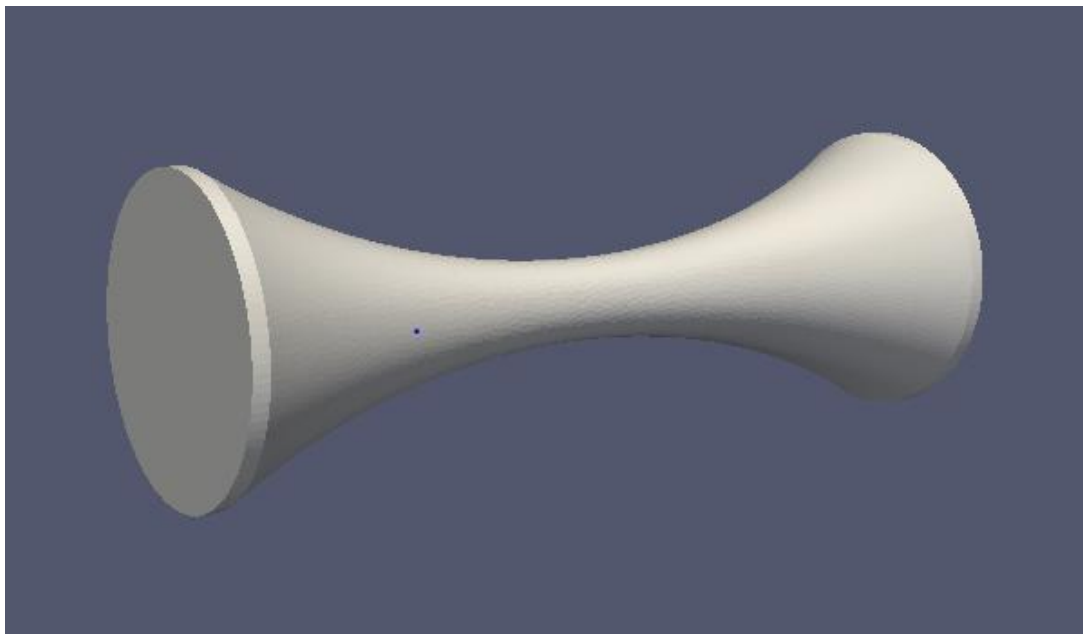


Figura 3.3 Exemplo de canal convergente-divergente

Para a construção dessa geometria, se utilizou três parâmetros indicados na figura 3.4. Com o intuito de se avaliar como a geometria influencia nos resultados, variou-se esses parâmetros, gerando seis geometrias diferentes. A relação dos parâmetros em cada geometria está apresentada na tabela 3.2.

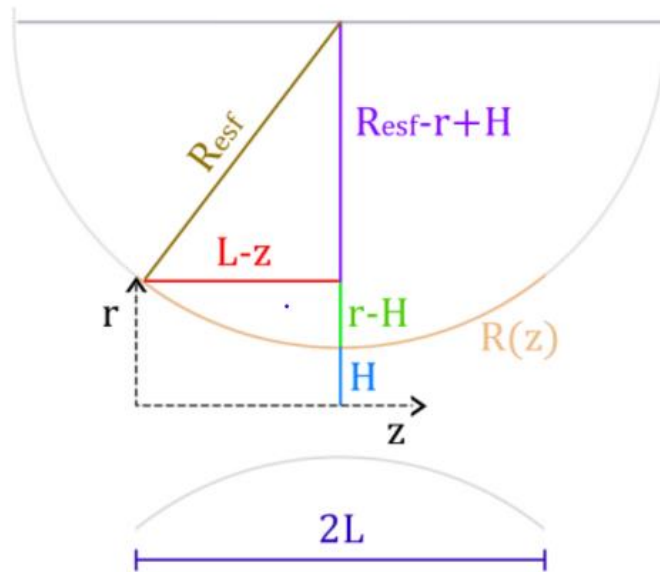


Figura 3.4 Parâmetros utilizados na construção do canal convergente-divergente

	R_{esf}	H	L
Geometria 1	1 m	0,05 m	0,5 m
Geometria 2	1 m	0,1 m	0,5 m
Geometria 3	1 m	0,15 m	0,5 m
Geometria 4	2 m	0,05m	0,5 m
Geometria 5	2 m	0,1 m	0,5 m
Geometria 6	2 m	0,15 m	0,5 m

Tabela 3.2 Parâmetros para a geração dos canais convergentes-divergentes

Como se está interessado na relação entre os parâmetros para a geração dos canais e não no seu valor em si, manteve-se o valor do comprimento do canal constante ao longo de todas as simulações. Dividiu-se então as geometrias em dois grupos: um com $R_{esf} = 1$, e outro com $R_{esf} = 2$. As geometrias 1, 2 e 3 são obtidas variando H. As geometrias 4,5 e 6 são análogas as 1, 2 e 3 respectivamente, apenas alterando o raio da esfera.

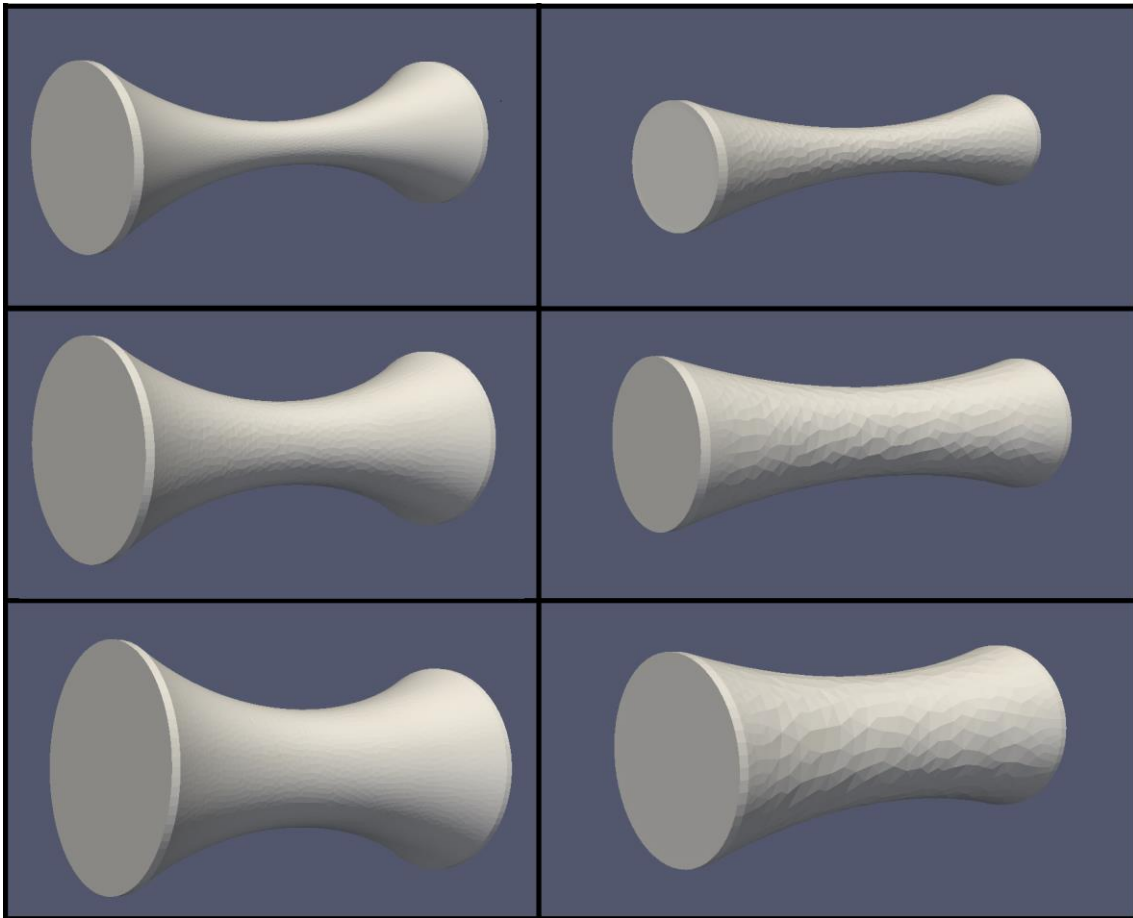


Figura 3.5 Geometrias utilizadas nas simulações. A esquerda, geometrias 1 (mais acima), 2 e 3; a direita geometrias 4 , 5 e 6

O software OpenFOAM calcula apenas as forças na parede. Para o cálculo do termo de interação, utilizou-se uma formulação igual à que se obteve analiticamente para o cilindro. Para utilizar essa formulação, é necessário o cálculo do volume do canal convergente-divergente. Para uma posição qualquer, podemos afirmar que o raio do canal é:

$$\begin{aligned}
 R_{esf}^2 &= (L - z)^2 + (R_{esf} - r + H)^2 \\
 r &= H + R_{esf} - \sqrt{R_{esf}^2 - (l - z)^2}
 \end{aligned}
 \tag{3.43}$$

Para se chegar ao volume do canal, basta resolver a integral:

$$Vol = 2 \int_0^L \pi r^2 dz$$

$$Vol = 2\pi L \left\{ \left((H + R_{esf})^2 + R_{esf}^2 \right) - (H + R_{esf}) L \sqrt{(R_{esf}^2 - L^2)} - \right. \quad (3.44)$$

$$\left. (R_{esf} + H) R_{esf}^2 \operatorname{atan} \left(\frac{L}{\sqrt{R_{esf}^2 - L^2}} \right) - \frac{L^3}{3} \right\}$$

Onde atan é a função arcotangente. Desta forma, é possível calcular o termo de interação entre o fluido e o meio poroso por meio da equação 3.32.

Para se efetuar as simulações, os parâmetros foram iguais às simulações com geometria cilíndrica, com exceção da viscosidade que foi ajustada para que os números de Reynolds ficassem iguais aos da simulação com geometria cilíndrica. O tamanho característico utilizado no cálculo do número de Reynolds foi adotado como o raio da entrada do canal, cujo valor é dado por:

$$r_e = H + R_{esf} - \sqrt{R_{esf}^2 - L^2} \quad (3.45)$$

Adotou-se também um parâmetro para mensurar o grau de extensionalidade da geometria. Esse parâmetro mede a diminuição percentual da seção reta na geometria. O cálculo desse parâmetro é dado por:

$$\delta = \frac{r_e^2 - H^2}{r_e^2} \quad (3.46)$$

O grau de extensionalidade de cada geometria está representado na tabela 3.3

Cilíndrica	Geometria 1	Geometria 2	Geometria 3	Geometria 4	Geometria 5	Geometria 6
0%	92,6%	81,7%	72,1%	80,1%	62,6%	50,6%

Tabela 3.3 Grau de extensionalidade de cada geometria utilizada nas simulações

No caso dos canais convergentes-divergentes, a velocidade média também varia de acordo com a seção reta. Para o cálculo do número de Reynolds foi utilizada a velocidade média na entrada da geometria.

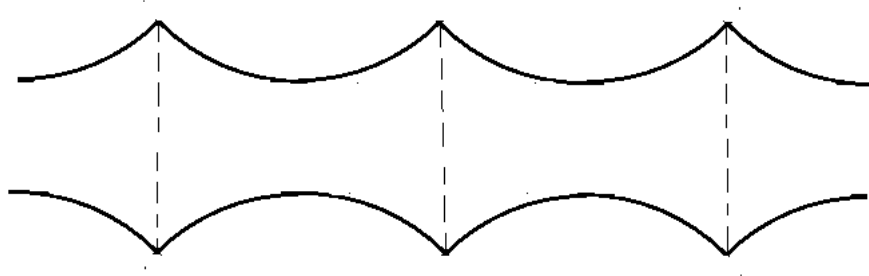


Figura 3.6 Representação do meio poroso com a implementação da condição de contorno periódica.

Neste caso, a utilização da condição periódica implicaria em uma representação do poro como sendo um tubo com uma sucessão de regiões de compressão e descompressão como representado na figura 3.6.

3.7 Simulação com fluidos *power-law*

Também foram feitas simulações utilizando o modelo *power-law*. As geometrias e os parâmetros foram os mesmos que os utilizados nas simulações com líquidos newtonianos.

Velocidade média na entrada (u_m)	0,05 m/s
Massa específica (ρ)	1000 kg/m ³
Porosidade (ϕ)	0,3
Comprimento do tubo (2L)	1 m
n_{ext}	1,5
n_{cis}	0,5

Tabela 3.4 Lista de parâmetros para simulação com fluidos *power-law*

O intuito com essas simulações era prover um caráter *shear-thinning*, *extensional-thickening*. Para isso deve-se variar o parâmetro n da modelagem *power-law* de acordo com o tipo de deformação que o fluido está sendo submetido.

Optou-se por efeito de simplicidade, adotar um parâmetro global para a simulação ao invés de variá-lo localmente. Para se obter esse valor para o parâmetro n global, foi utilizada a seguinte fórmula:

$$n = n_{cis} + (n_{ext} - n_{cis}) \frac{\delta}{\delta_{max}} \quad (3.47)$$

Onde δ_{max} é o valor máximo que δ assume, ou seja cerca de 93%. Portanto, o parâmetro n estaria relacionado com a variação percentual de seção reta da geometria, o que daria um caráter mais extensional ou cisalhante ao escoamento.

Desta forma, para a geometria mais cisalhante (geometria cilíndrica, $\delta = 0$), o n assumiria o valor n_{cis} , e a geometria mais extensional (geometria 1, $\delta = 93\%$), o n assumiria o valor n_{ext} . Para que existam situações em que o fluido se comporte como *shear-thinning* e em outras situações ele se comporte como *shear-thickening* os valores adotados para n_{cis} e n_{ext} foram 0,5 e 1,5 respectivamente.

A constante η foi ajustada de forma que o número de Reynolds variasse da mesma forma que nas simulações newtonianas. Para fluidos *power-law*, o número de Reynolds foi calculado da seguinte forma:

$$Re = \frac{v_m \rho r_e}{\eta \left(\frac{v_m}{r_e}\right)^{n-1}} = \frac{v_m^{2-n} \rho r_e^n}{\eta} \quad (3.48)$$

3.8 Simulação com fluidos de Bird-Carreau

Foram feitas simulações utilizando o modelo de Bird-Carreau. As geometrias e os parâmetros foram os mesmos que os utilizados nas simulações citadas anteriormente.

Velocidade média na entrada (u_m)	0,05 m/s
Massa específica (ρ)	1000 kg/m ³
Porosidade (ϕ)	0,3
Comprimento do tubo (2L)	1 m
η_{∞}^{cis}	1 Pa.s
η_{∞}^{ext}	10 Pa.s
a	2
k	1

Tabela 3.5 Lista de parâmetros para simulação com fluidos de Bird-Carreau

Seguindo o mesmo raciocínio utilizado nas simulações com fluido *power-law* tentou-se dar um caráter global extensional ou cisalhante para o fluido ao invés de se

fazer isso localmente. Desta forma, o valor de η_{∞} foi calculado de acordo com a seguinte fórmula:

$$\eta_{\infty} = \eta_{\infty}^{cis^{1-\delta}} * \eta_{\infty}^{ext^{\delta}} \quad (3.49)$$

Os outros parâmetros do modelo adotados foram: $a=2$ e $k=1$. Para que houvesse casos em que as simulações apresentassem ora comportamento *shear-thinning*, ora *shear-thickening* foi adotado para os parâmetros η_{∞}^{cis} e η_{∞}^{ext} os valores de 1Pa.s e 10Pa.s respectivamente. Fez-se simulações com n igual a 0,5 e 0,25.

O valor de η_0 foi ajustado de forma que o número de Reynolds variasse da mesma forma que nas simulações anteriores.

3.9 Simulações com fluidos viscoelásticos

Foram feitas simulações utilizando o modelo Oldroyd-B. Neste caso foram utilizadas apenas as geometrias cilíndricas, 2 ($\delta = 82\%$) e 3 ($\delta = 72\%$).

Os parâmetros foram os mesmos que os utilizados nas simulações citadas anteriormente com exceção da velocidade média de entrada. Neste caso, a velocidade média de entrada utilizada foi 0,00001, velocidade da ordem de grandeza dos escoamentos reais.

Velocidade média na entrada (v_m)	0,00001 m/s
Massa específica (ρ)	1000 kg/m^3
Porosidade (ϕ)	0,3
Comprimento do tubo (2L)	1 m

Tabela 3.6Lista de parâmetros para simulação com fluidos viscoelásticos

Essa mudança foi feita pois, nos outros modelos, a taxa de deformação do fluido é muito relevante. Neste caso, preferiu-se utilizar a velocidade mais baixa, pois ela facilitou a convergência da simulação.

Para escoamentos viscoelásticos também é necessário estipular uma condição de contorno para o tensor das tensões. A condição de contorno utilizada foi:

$$\nabla \boldsymbol{\tau}|_{r=R} = 0$$

Embora não seja uma condição de contorno realista, dentre as condições de contorno que o software possibilita é a que acarreta menos erros, principalmente para malhas bastante refinadas nas paredes.

As vantagens de se fazer as simulações com este modelo é simular com um fluido viscoelástico propriamente dito e não apenas capturar alguns efeitos viscoelásticos, e por esse método ser uma abordagem local ao invés das abordagens globais dos modelos anteriores.

A seguinte formulação para o modelo Oldroyd-B foi utilizada:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\tau} &= \boldsymbol{\tau}_s + \boldsymbol{\tau}_p \\ \boldsymbol{\tau}_s &= 2\eta_s \mathbf{D} \\ \boldsymbol{\tau}_p + \lambda \overset{\sim}{\boldsymbol{\tau}}_p &= 2\eta_p \mathbf{D}\end{aligned}\tag{3.50}$$

Para a execução das simulações, o valor de η_p foi igual a nove vezes o valor de η_s . Ajustou-se η_s de forma que o número de Reynolds ficasse igual aos valores utilizados nas simulações anteriores. O número de Reynolds foi calculado da seguinte forma:

$$Re = \frac{v_m \rho r_e}{\eta_p + \eta_s}\tag{3.51}$$

Os valores para número de Weissenberg adotados foram: 0,5; 1 e 1,5. Para se ajustar o número de Weissenberg ajustou-se o valor de λ . O cálculo do número de Weissenberg foi feito da seguinte forma:

$$We = \frac{\lambda v_m}{r_e}\tag{3.52}$$

4 Resultados

4.1 Líquidos Newtonianos

Pela equação 3.33, desenvolvendo analiticamente o caso newtoniano na geometria cilíndrica, o termo de interação adimensional é inversamente proporcional ao número de Reynolds.

Substituindo os valores utilizados na simulação, os valores para o termo de interação obtidos para diferentes Reynolds estão dispostos na tabela 4.1. Da mesma forma, organizou-se os resultados numéricos gerados. A partir da força fornecida pela simulação, calculou-se o termo de interação adimensional. Os valores obtidos estão dispostos na mesma tabela.

Reynolds	Termo de interação adimensional analítico	Termo de Interação Adimensional Numérico
0,005	480	499,36
0,004	600	604,54
0,003	800	803,19
0,002	1200	1853,28
0,001	2400	2400,16
0,0008	3000	2999,64
0,0006	4000	3998,88
0,0004	6000	5997,52
0,0003	8000	7996,24
0,0002	12000	11993,74
0,0001	24000	23986,36

Tabela 4.1 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para os casos analítico e numerico em geometria cilíndrica com fluidos newtonianos

Plotou-se então um gráfico do valor do termo de interação pelo inverso do número de Reynolds, tanto para o calculado analiticamente, como para o calculado numericamente. O gráfico obtido está disposto na figura 4.1.

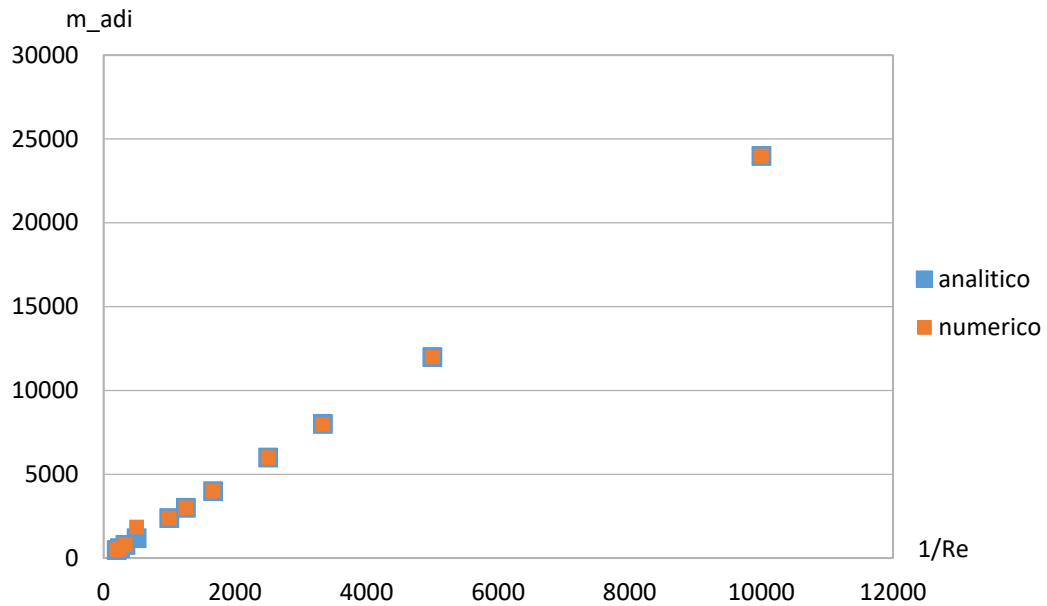


Figura 4.1 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica utilizando fluido newtoniano calculado numericamente e analiticamente

Pela figura 4.1, nota-se que o comportamento da simulação é similar ao esperado pelos resultados analíticos, sendo o termo de interação adimensional inversamente proporcional ao número de Reynolds. O erro entre o coeficiente angular da reta obtido analiticamente e numericamente foi de 0,04%.

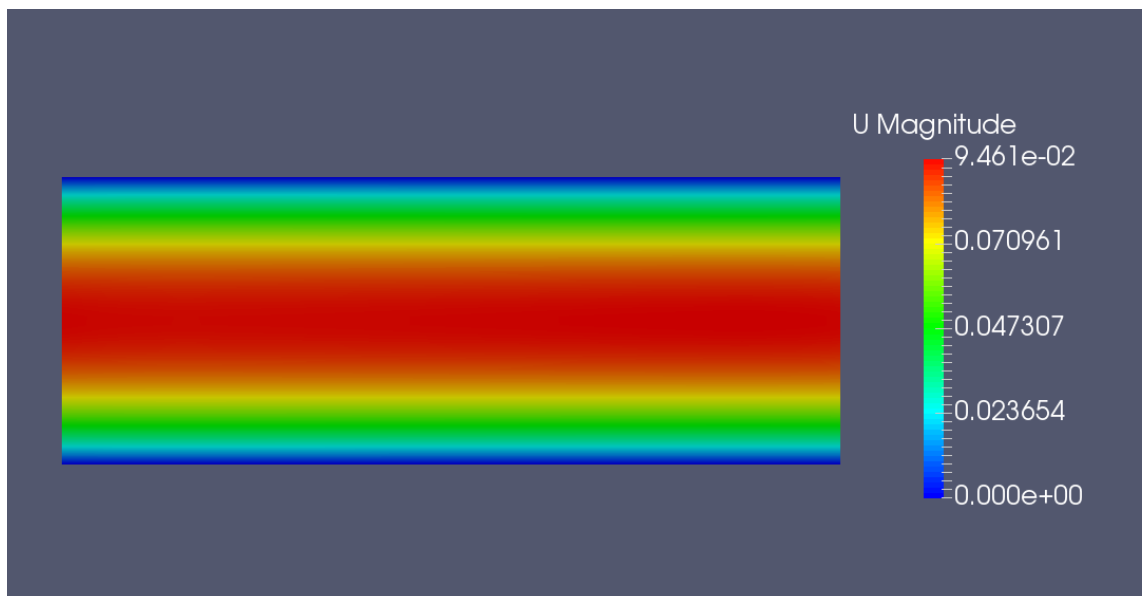


Figura 4.2 Campo de velocidades obtido pela simulação utilizando fluido newtoniano em uma geometria cilíndrica.

Pode-se notar na figura 4.2 que a condição de contorno periódica faz com que não haja região de entrada, o escoamento é totalmente desenvolvido desde a entrada.

Vale ressaltar que o *software* calcula as três componentes da força resultante nas paredes. Entretanto, como a geometria é axissimétrica, é esperado que os valores obtidos para a força na direção Y e na direção Z sejam nulos. Os resultados numéricos obtidos para estas duas componentes foram de, no mínimo, três ordens de grandeza inferiores à componente X, independente da geometria utilizada. Atribui-se esse erro a aproximações numéricas.

Procedeu-se de forma similar com as geometrias convergentes-divergentes. Para cada uma das geometrias, calculou-se o termo de interação adimensional a partir das forças geradas na simulação. Diferentemente do caso cilíndrico, parte da força é devido à viscosidade e parte devido à pressão. Julgou-se melhor para análise dividir o termo de interação nestas duas partes.

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	10801,11	4262,23	2629,91	3924,17	1887,68	1340,00
0,004	13512,92	5327,18	3287,12	4904,58	2359,12	1674,52
0,003	18016,04	7102,14	4382,48	6538,58	3144,85	2232,05
0,002	27022,27	10652,02	6577,15	9806,59	4716,31	3347,10
0,001	54040,86	21301,70	13152,79	19610,57	9430,65	6692,19
0,0008	67550,05	26626,54	16440,61	24512,56	11787,78	8364,73
0,0006	90065,62	35501,37	21920,31	32682,54	15718,56	11152,30
0,0004	135096,87	53250,74	32879,72	49022,50	23576,84	16727,42
0,0003	180128,17	71000,15	43839,19	65362,46	31435,07	22302,54
0,0002	270190,25	106499,29	65757,94	98042,34	47151,63	33452,79
0,0001	540377,07	212995,92	131513,97	196082,11	94300,90	66903,93

Tabela 4.2 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes com fluidos newtonianos

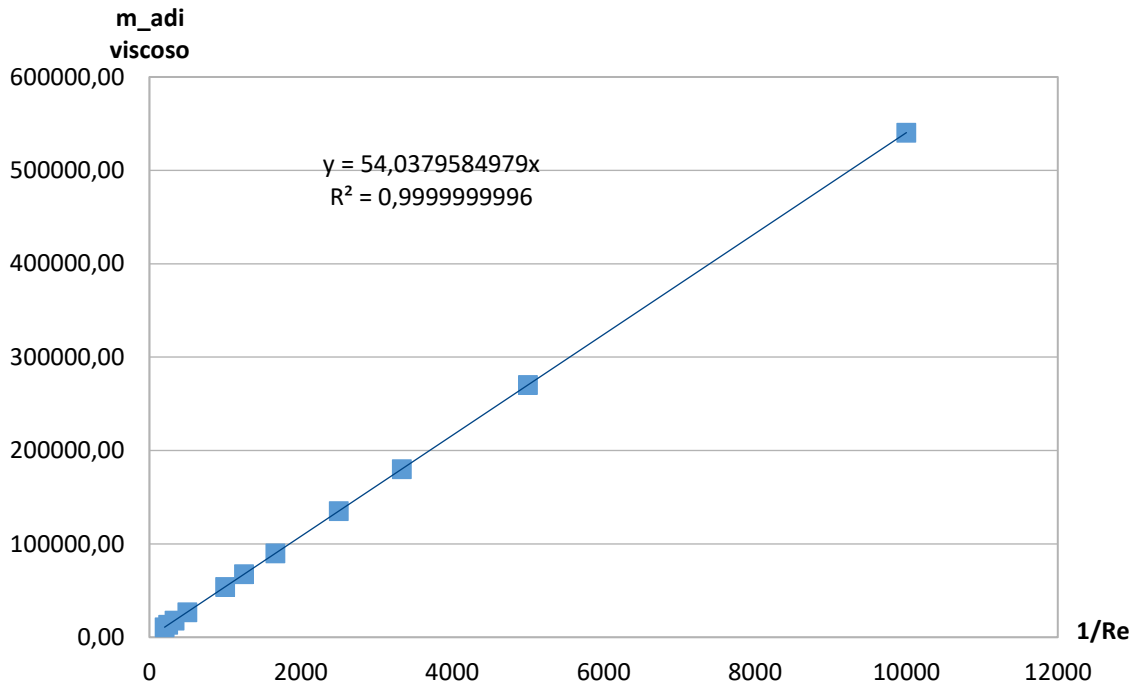


Figura 4.3 termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para a geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido newtoniano

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	22541,18	3244,70	10273,31	2540,68	445,62	171,80
0,004	28170,81	4055,46	12840,78	3175,38	556,82	214,63
0,003	37559,02	5406,70	17119,64	4233,21	742,13	286,02
0,002	56335,45	8109,27	25671,74	6348,85	1112,80	428,81
0,001	112665,37	16216,81	51337,88	12695,77	2224,73	857,11
0,0008	140830,28	20270,78	64172,11	15869,23	2780,69	1071,26
0,0006	187771,68	27026,97	85561,92	21158,34	3706,57	1428,19
0,0004	281654,35	40540,12	128351,32	31736,54	5559,85	2142,04
0,0003	375536,33	54053,01	171120,33	42314,73	7412,33	2855,88
0,0002	563301,65	81079,15	256686,56	63471,09	11118,64	4283,57
0,0001	1126603,85	162153,78	513357,43	126940,24	22235,40	8566,70

Tabela 4.3 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes com fluidos newtonianos

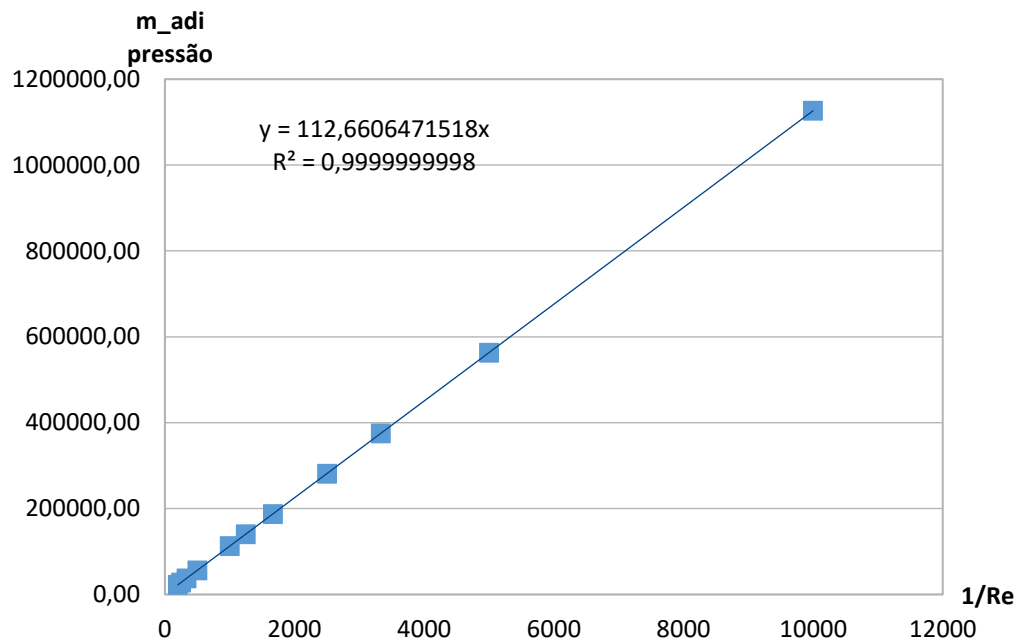


Figura 4.4 termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para a geometria 1($\delta = 93\%$) e utilizando fluido newtoniano

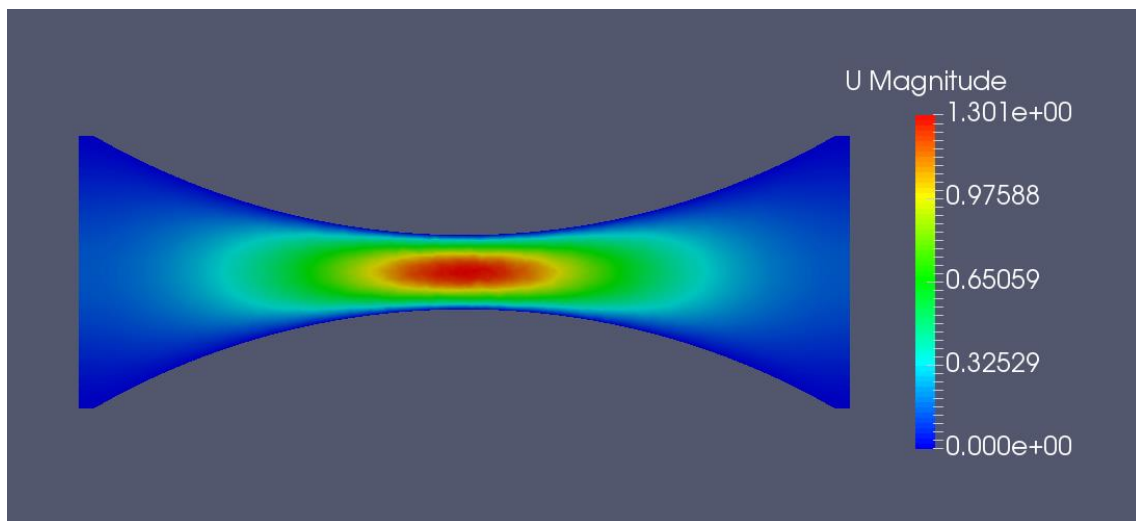


Figura 4.5 Campo de velocidades obtido na simulação com líquido newtoniano utilizando a geometria 1($\delta = 93\%$)

Nota-se que, da mesma forma que o caso cilíndrico, o termo de interação adimensional é inversamente proporcional ao número de Reynolds, tanto a parte viscosa como a parte de pressão.

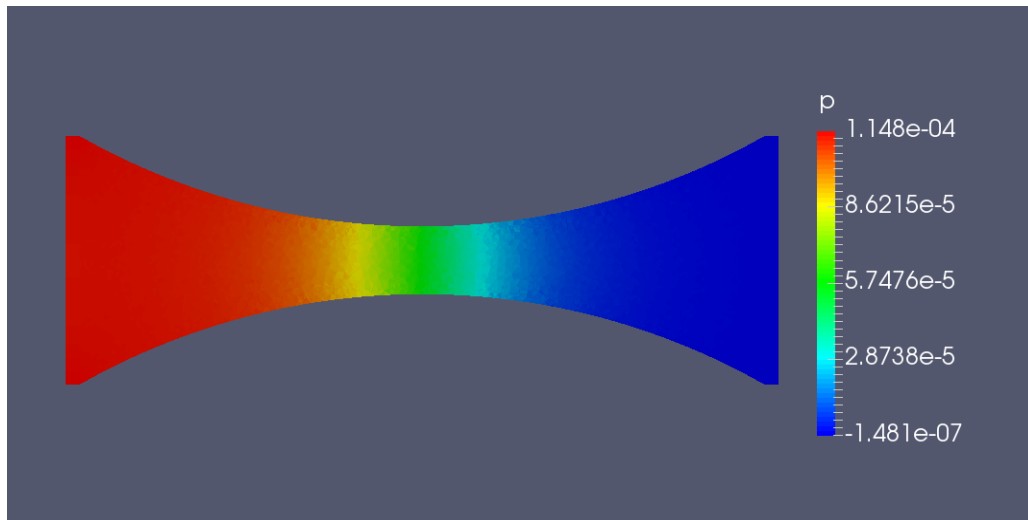


Figura 4.6 Campo de pressão obtido na simulação com líquido newtoniano utilizando a geometria 1 ($\delta = 93\%$)

Embora o comportamento seja similar, os valores obtidos para o termo de interação em si variam. Em casos mais extremos (geometria 1, $\delta = 93\%$), o valor para o termo de interação total chega a ser 20 vezes o valor obtido para a geometria cilíndrica.

Como esperado, quanto mais similar a geometria cilíndrica (maior R_{esf} e maior H), mais próximo os valores do termo de interação ficam dos valores obtidos na geometria de referência. Além disso, maior a contribuição da parte viscosa no termo de interação total. Mas mesmo nestes casos, o termo para a geometria convergente-divergente é mais do que o dobro da obtida na geometria cilíndrica.

Como os termos de interação tanto viscosos como de pressão foram inversamente proporcionais ao número de Reynolds, a contribuição viscosa para o termo total é praticamente constante independentemente do número de Reynolds.

Com o intuito de se avaliar a contribuição do termo de pressão para as diferentes geometrias, pegou-se o coeficiente angular da reta obtido no gráfico do coeficiente de interação adimensional de pressão em função do Reynolds e dividiu-se pelo coeficiente obtido com o termo de interação total.

	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
Contribuição pressão	68%	43%	31%	39%	19%	11%

Tabela 4.4 Porcentagem de contribuição do termo de pressão para o termo de interação total em fluidos newtonianos

Pode-se notar que a porcentagem do que o termo de pressão contribui para o termo de interação total varia entre cerca de 10% a 70% dependendo da geometria. Podemos ver também que a alteração do parâmetro R_{esf} teve um impacto maior que a alteração de H.

4.2 Flúidos *power-law*

Pela equação 3.40, desenvolvendo analiticamente o caso *power-law* na geometria cilíndrica, o termo de interação adimensional é inversamente proporcional ao número de Reynolds.

Substituindo os valores utilizados na simulação, os valores para o termo de interação obtidos para diferentes Reynolds estão dispostos na tabela 4.5. Da mesma forma, organizou-se os resultados numéricos gerados. A partir da força fornecida pela simulação, calculou-se o termo de interação adimensional. Organizou-se então, na mesma tabela, os valores obtidos em função do número de Reynolds.

Reynolds	Termo de interação adimensional analítico	Termo de Interação Adimensional Numérico
0,005	268,33	266,576295
0,004	335,41	293,268032
0,003	447,21	391,041619
0,002	670,82	586,578206
0,001	1341,64	1173,17613
0,0008	1677,05	1466,4724
0,0006	2236,07	1955,30151
0,0004	3354,10	2932,95642
0,0003	4472,14	3910,35391
0,0002	6708,20	5865,9253
0,0001	13416,41	11731,8693

Tabela 4.5 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para os casos analítico e numérico em geometria cilíndrica com fluido *power-law*

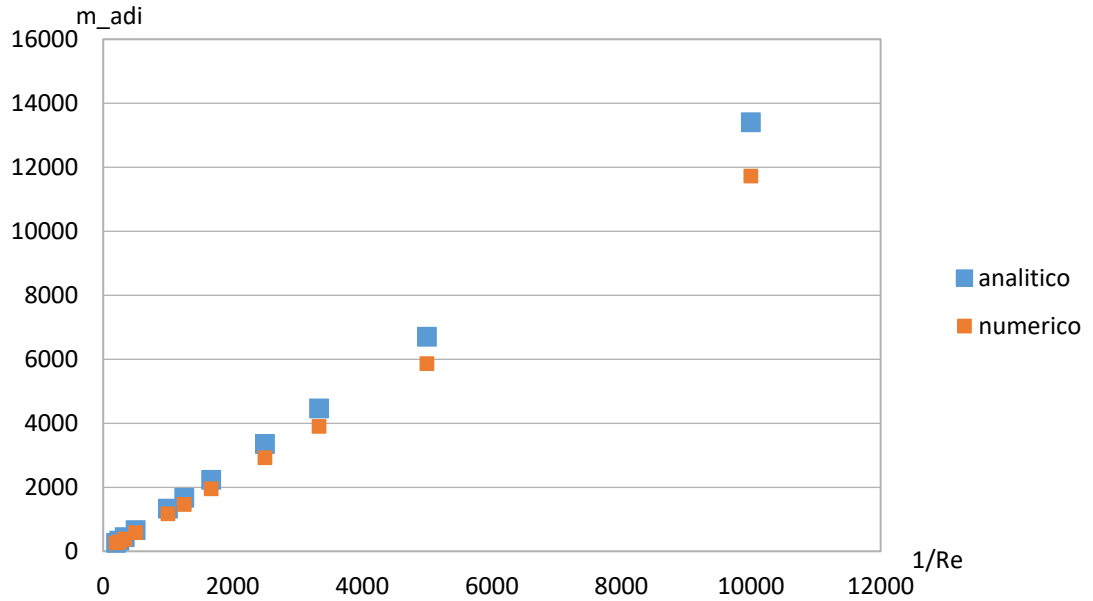


Figura 4.7 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica e utilizando fluido *power-law* calculado analiticamente

Com os valores obtidos para o termo de interação adimensional com fluidos *power-law* obtidos analiticamente e numericamente, confeccionou-se um gráfico disposto na figura 4.7.

Pela figura 4.8, nota-se que o comportamento da simulação é similar ao esperado pelos resultados analíticos, sendo o termo de interação adimensional inversamente proporcional ao número de Reynolds. A diferença entre o coeficiente angular da reta obtido analiticamente e numericamente foi de 12,55%.

Procedeu-se de forma similar com as geometrias convergentes-divergentes. Para cada uma das geometrias, calculou-se o termo de interação adimensional a partir das forças geradas na simulação. Diferentemente do caso cilíndrico, parte da força é devido à viscosidade e parte devido à pressão. Julgou-se melhor para análise dividir o termo de interação nestas duas partes.

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	99171,45	10312,50	5534,96	12248,91	2772,73	1070,87
0,004	123931,08	12889,74	6917,33	15310,07	3465,23	1338,27
0,003	165236,72	17185,14	9221,35	20411,97	4619,41	1783,91
0,002	247917,65	25776,03	13829,64	30615,83	6927,76	2675,19
0,001	495880,95	51549,30	27656,05	61227,34	13852,83	5348,99

0,0008	619838,20	64436,10	34569,69	76533,08	17315,38	6685,89
0,0006	826469,62	85914,17	46092,60	102042,70	23086,27	8914,05
0,0004	1239711,26	128870,13	69138,32	153061,80	34628,05	13370,37
0,0003	1652937,19	171825,92	92183,39	204080,90	46169,80	17826,69
0,0002	2479238,69	257737,18	138272,82	306031,71	69253,31	26739,30
0,0001	4958476,69	515470,21	276539,46	612234,04	138503,66	53477,22

Tabela 4.6 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluido *power-law*

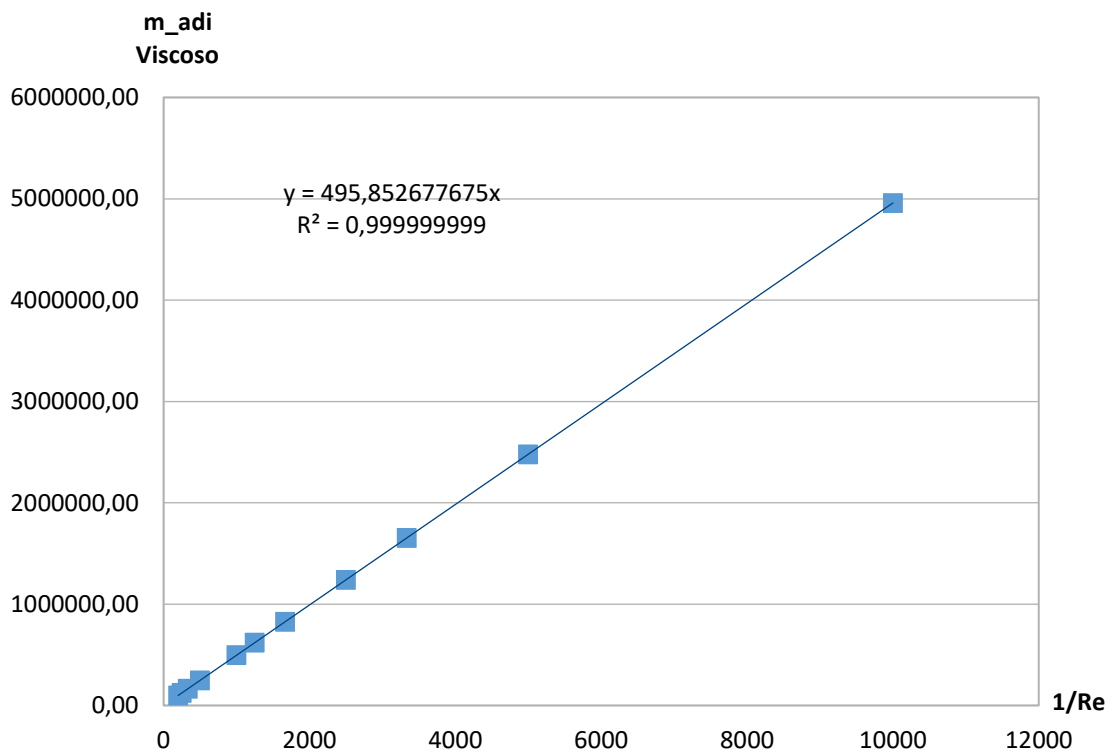


Figura 4.8 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido *power-law*

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	249121,63	9005,68	2640,99	9545,24	731,67	196,53
0,004	311374,86	11256,68	3301,21	11930,76	914,32	245,52
0,003	415138,27	15008,33	4401,55	15906,58	1218,74	327,17
0,002	622685,47	22511,62	6602,20	23858,24	1827,56	490,46
0,001	1245315,31	45021,27	13203,84	47713,19	3653,99	980,31

0,0008	1556624,83	56276,02	16504,56	59640,66	4567,21	1225,23
0,0006	2075478,81	75033,88	22005,71	79519,77	6089,23	1633,43
0,0004	3113180,63	112549,77	33008,02	119278,03	9133,28	2449,83
0,0003	4150880,40	150065,69	44010,41	159036,38	12177,33	3266,24
0,0002	6226225,95	225097,58	66015,36	238552,76	18265,43	4899,03
0,0001	12452319,32	450196,25	132030,78	477101,83	36529,78	9797,42

Tabela 4.7 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos *power-law*

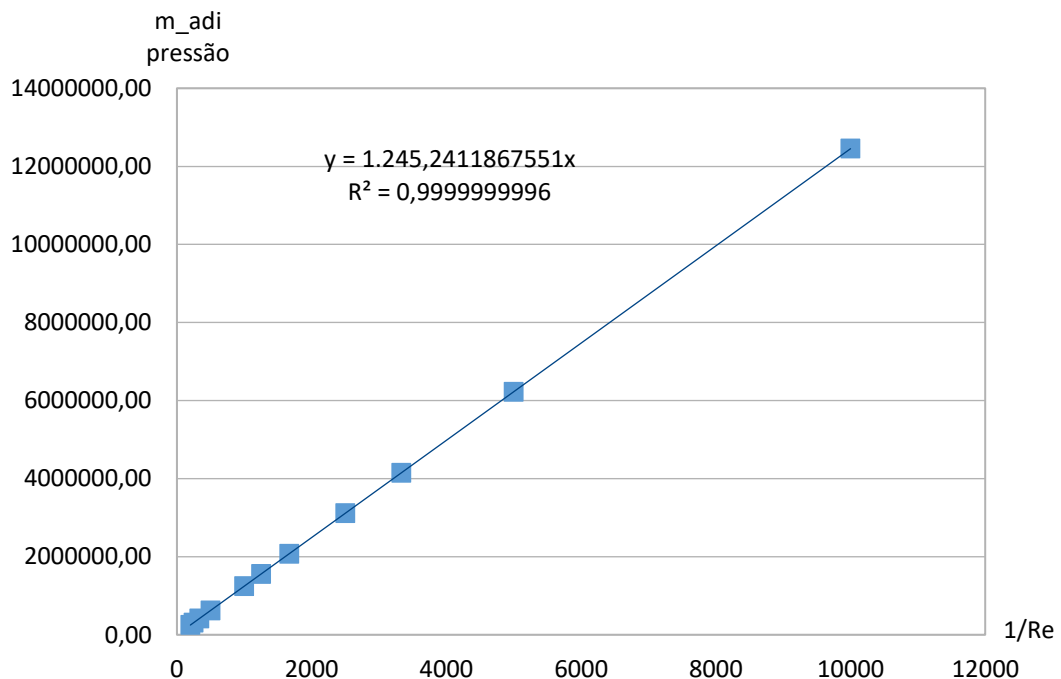


Figura 4.9 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido *power-law*

Algumas similaridades que ocorrem entre as simulações com fluidos *power-law* e as com líquidos newtonianos são notáveis. Para todas as geometrias, o termo de interação adimensional é inversamente proporcional ao número de Reynolds, tanto a parte viscosa como a parte de pressão.

Os valores variam para diferentes geometrias, e quanto mais próximo à geometria cilíndrica, mais próximo é o valor do termo de interação obtido em relação ao obtido na geometria de referência, assim como com líquidos newtonianos. Quanto mais próxima a geometria cilíndrica, maior a contribuição viscosa para o termo de interação.

A diferença entre os valores obtidos em diferentes geometrias é ainda maior que a diferença encontrada nas simulações com líquidos newtonianos. O caso mais extremo (geometria 1, $\delta = 93\%$) apresenta valores cerca de 300 vezes maiores que os valores obtidos na geometria cilíndrica.

Como os termos de interação tanto viscosos como de pressão foram inversamente proporcionais ao número de Reynolds, a contribuição viscosa para o termo total é praticamente constante independentemente do número de Reynolds.

Com o intuito de se avaliar a contribuição do termo de pressão para as diferentes geometrias, pegou-se o coeficiente angular da reta obtido no gráfico do coeficiente de interação adimensional de pressão em função do Reynolds e dividiu-se pelo coeficiente obtido com o termo de interação total.

	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
Contribuição pressão	72%	47%	32%	44%	21%	12%

Tabela 4.8 Porcentagem da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluidos *power-law*

A contribuição do termo de pressão para o total é muito similar ao resultado obtido para líquidos newtonianos. A geometria que apresentou maior diferença entre estes percentuais foi a geometria 4 ($\delta = 81\%$) que apresentou uma contribuição do termo de pressão de 39% nas simulações com fluido newtoniano e de 44% com fluido *power-law*.

4.3 Fluidos Bird-Carreau

No caso de fluidos Bird-Carreau, não foi obtida uma solução analítica para o escoamento em um tubo. Portanto a solução numérica do escoamento em um tubo foi utilizada para referência.

Como foram feitas simulações para este tipo de fluido com dois parâmetros diferentes, para efeito de organização, eles serão tratados separadamente.

4.3.1 Simulações com fluido Bird-Carreau utilizando $n=0,25$

A partir da força fornecida pela simulação, calculou-se o termo de interação adimensional. Organizou-se então, uma tabela com os valores obtidos em função do número de Reynolds. Plotou-se então um gráfico do valor do termo de interação pelo inverso do número de Reynolds.

Reynolds	Termo de Interação Adimensional
0,005	425,43
0,004	515,00
0,003	663,83
0,002	960,53
0,001	1847,98
0,0008	2291,16
0,0006	3029,50
0,0004	4505,68
0,0003	5981,59
0,0002	8933,11
0,0001	17787,04

Tabela 4.9 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para o caso numérico em geometria cilíndrica com fluido de Bird-Carreau com $n=0,25$

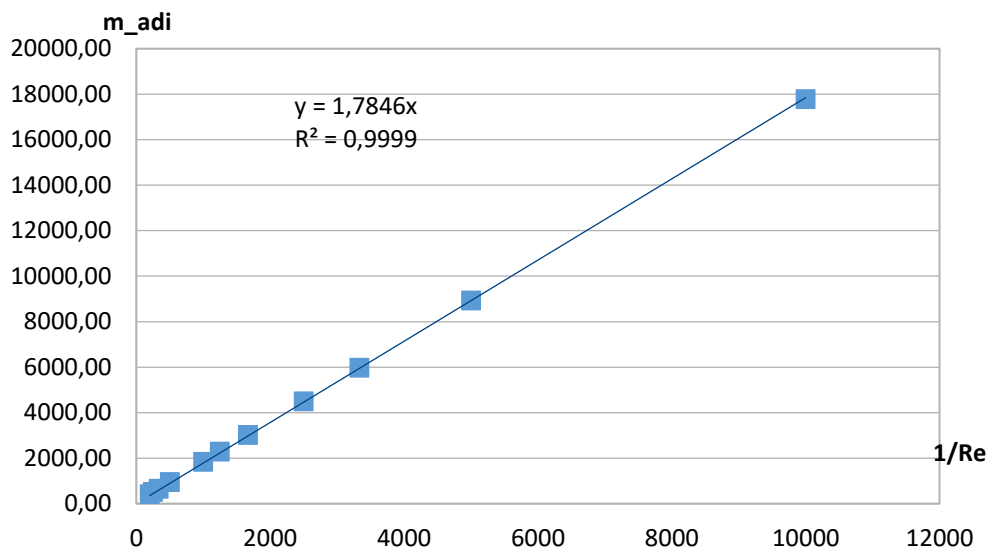


Figura 4.10 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,25$

Procedeu-se de forma similar com as geometrias convergentes-divergentes. Para cada uma das geometrias, calculou-se o termo de interação adimensional a partir das forças geradas na simulação. Diferentemente do caso cilíndrico, parte da força é devido à viscosidade e parte devido à pressão. Julgou-se melhor para análise dividir o termo de interação nestas duas partes.

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	43531,91	9266,11	3757,20	17601,07	3451,78	1568,72
0,004	43942,68	9603,72	4085,07	17826,66	3664,65	1773,89
0,003	44620,44	10225,29	4629,70	18201,77	4018,49	2113,99
0,002	45958,61	11277,35	5713,13	18949,28	4722,92	2789,22
0,001	49903,96	14581,68	8928,11	21177,34	6816,38	4793,28
0,0008	51857,34	16220,00	10521,03	22285,78	7855,14	5788,74
0,0006	55096,67	18935,99	13161,24	24127,11	9578,36	7442,58
0,0004	61535,26	24327,81	18405,89	27791,84	13004,59	10738,67
0,0003	67936,75	30542,74	23298,35	31437,67	16414,15	14026,21
0,0002	80671,13	40320,24	33247,31	38686,61	23206,20	20588,61
0,0001	118558,10	71963,50	61777,65	60212,51	43493,71	40238,28

Tabela 4.10 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,25$

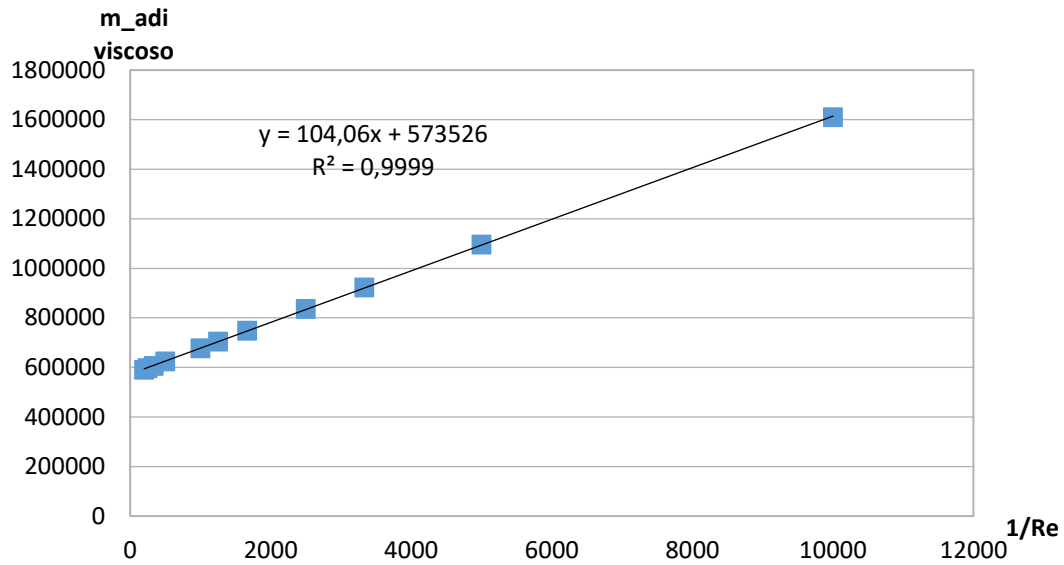


Figura 4.11 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,25$

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	96799,43	7741,71	1754,80	12806,80	940,77	219,12
0,004	97308,17	7943,04	1882,43	12890,14	977,19	242,31
0,003	98136,07	8256,63	2094,82	13028,75	1037,85	280,64
0,002	99740,12	8947,08	2518,27	13304,54	1158,76	356,19
0,001	104366,33	10945,02	3776,07	14127,38	1517,25	577,12
0,0008	106636,04	11938,67	4398,10	14537,41	1694,15	685,59
0,0006	110389,65	13586,95	5427,04	15219,44	1986,08	864,59
0,0004	117839,21	16856,02	7458,74	16578,46	2561,54	1218,46
0,0003	125243,31	19900,16	9329,32	17930,35	3129,07	1569,12
0,0002	139968,97	26502,35	13069,35	20613,99	4248,97	2265,64
0,0001	183649,91	45387,10	23944,85	28518,36	7549,53	4340,45

Tabela 4.11 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n = 0,25$

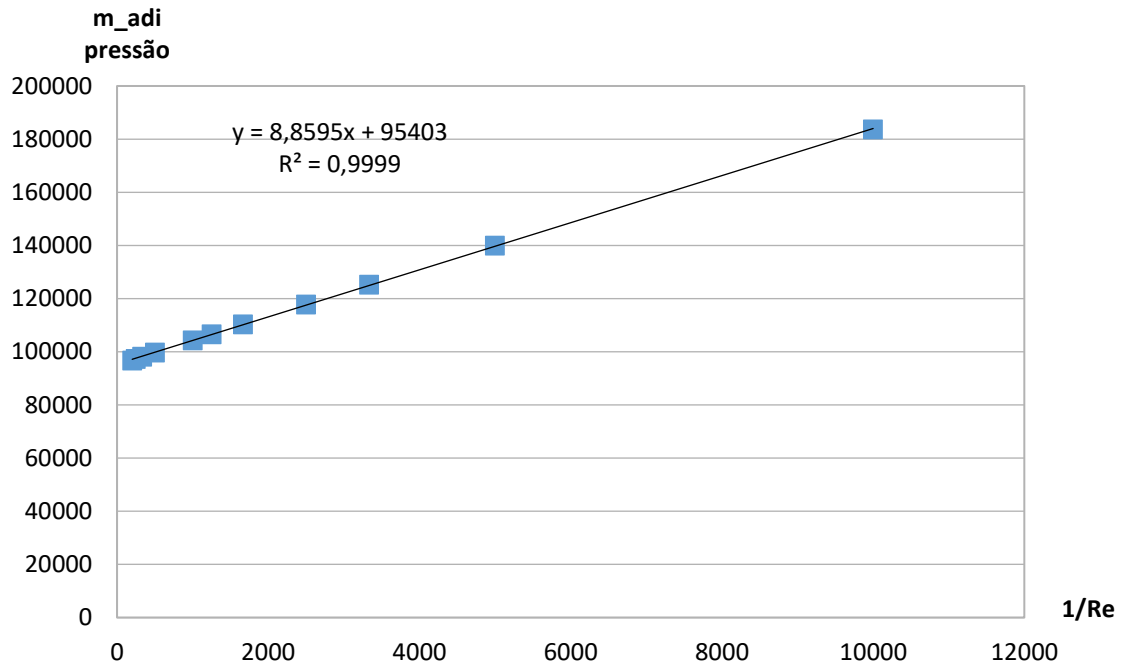


Figura 4.12 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,25$

Para todas as geometrias, o termo de interação adimensional é inversamente proporcional ao número de Reynolds, tanto a parte viscosa como a parte de pressão, assim como ocorreu com os outros fluídos. Entretanto, esta reta não passa pela origem.

Os valores variam para diferentes geometrias, e quanto mais próximo à geometria cilíndrica, mais próximo é o valor do termo de interação obtido em relação ao obtido na geometria de referência. Quanto mais próxima à geometria cilíndrica, maior a contribuição viscosa para o termo de interação. A aproximação com a geometria cilíndrica também faz com que a intersecção da reta com o eixo das ordenadas se dê mais próximo a origem.

O caso mais extensional (geometria 1, $\delta = 93\%$) apresenta valores cerca de 100 vezes maiores que os valores obtidos na geometria cilíndrica. As maiores diferenças se dão próximos à origem, já que para o caso cilíndrico a reta intercepta a origem e os outros casos não.

Embora os termos de interação tanto viscoso como de pressão sejam inversamente proporcionais ao número de Reynolds, a intersecção com os eixos das abcissas na parte viscosa e na parte de pressão não segue a mesma proporção. Desta forma, a contribuição viscosa para o termo total varia com o número de Reynolds.

Como a contribuição do termo de pressão é dependente do Reynolds, esta contribuição foi avaliada para cada número de Reynolds. As faixas de valores obtidos estão na tabela 4.12.

	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
Contribuição viscosa	69%-61%	46%-40%	32%-28%	42%-31%	21%-15%	12%-10%

Tabela 4.12 Porcentagem da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,25$

Embora agora se trate de uma faixa e não de um número, esta faixa está muito próxima aos valores encontrados para outros tipos de fluido. De forma geral, os números encontrados para os outros tipos de fluido são englobados pela faixa de números encontrado nas simulações com fluido de Bird-Carreau

4.3.2 Simulações com fluido Bird-Carreau utilizando $n=0,5$

A partir da força fornecida pela simulação, calculou-se o termo de interação adimensional. Organizou-se então, uma tabela com os valores obtidos em função do número de Reynolds. Plotou-se então um gráfico do valor do termo de interação pelo inverso do número de Reynolds.

Reynolds	Termo de Interação Adimensional
0,005	454,83
0,004	560,53
0,003	736,59
0,002	1088,54
0,001	2143,99
0,0008	2671,65
0,0006	3551,04
0,0004	5309,78
0,0003	7068,50
0,0002	10585,89

0,0001	21138,03
--------	----------

Tabela 4.13 Termo de interação adimensional em função do número de Reynolds para o caso numérico em geometria cilíndrica com fluido de Bird-Carreau com $n=0,5$

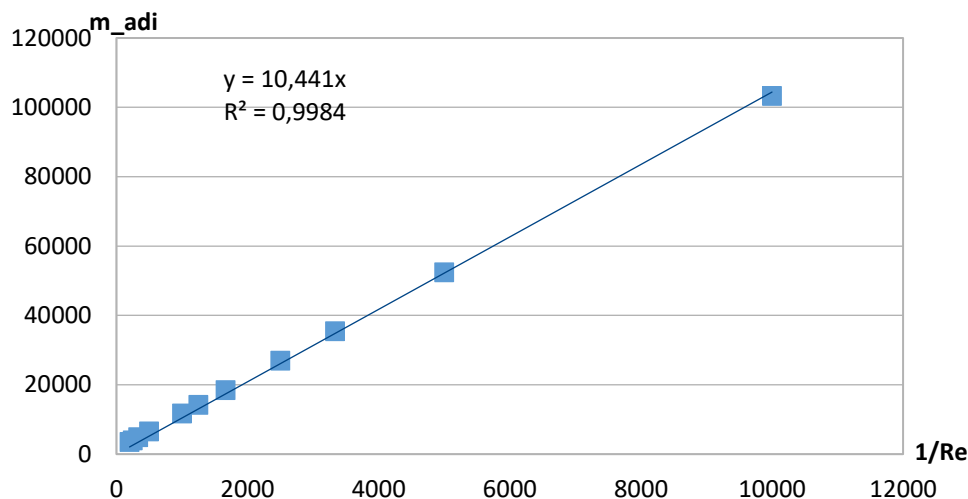


Figura 4.13 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento em geometria cilíndrica e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,5$

Procedeu-se de forma similar com as geometrias convergentes-divergentes. Para cada uma das geometrias, calculou-se o termo de interação adimensional a partir das forças geradas na simulação. Diferentemente do caso cilíndrico, parte da força é devido à viscosidade e parte devido à pressão. Julgou-se melhor para análise dividir o termo de interação nestas duas partes.

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	39258,14	8242,08	3483,42	15229,32	3071,96	1500,75
0,004	39970,68	8721,74	3891,64	15583,82	3344,88	1739,58
0,003	41148,56	9579,91	4570,07	16173,27	3798,60	2136,27
0,002	43481,09	11105,31	5921,53	17348,17	4702,61	2926,47
0,001	50395,73	15832,60	9951,20	20853,53	7397,86	5285,82
0,0008	53831,07	18184,94	11958,34	22599,12	8740,02	6462,74
0,0006	59538,28	22095,24	15297,57	25501,23	10972,41	8422,48
0,0004	70912,23	29891,74	21963,84	31285,77	15427,46	12338,68
0,0003	82249,21	38441,85	28622,46	37051,90	19875,66	16252,89
0,0002	104857,64	53196,64	41929,61	48548,86	28762,68	24078,94

0,0001	172419,88	99694,59	81828,37	82901,53	55398,83	47551,69
--------	-----------	----------	----------	----------	----------	----------

Tabela 4.14 parte viscosa do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,5$

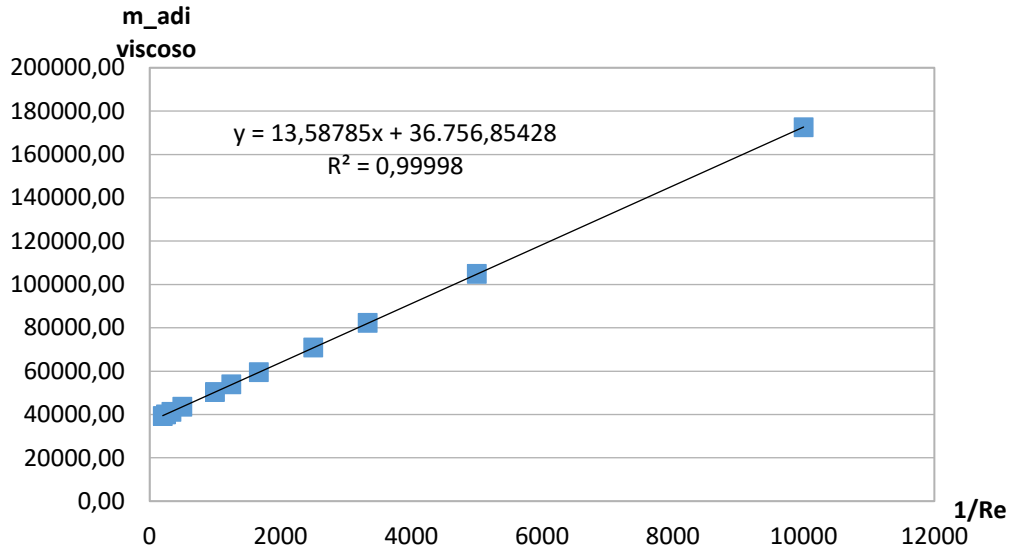


Figura 4.14 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,5$

Reynolds	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
0,005	88474,90	6907,83	1620,79	11271,74	833,92	208,27
0,004	89573,70	7224,97	1787,90	11438,81	887,34	236,85
0,003	91377,04	7731,80	2065,77	11716,34	976,19	284,18
0,002	94918,32	8805,32	2619,37	12269,30	1153,10	378,07
0,001	105323,05	11945,84	4268,37	13918,42	1678,66	656,62
0,0008	110473,92	13508,38	5088,69	14739,49	1939,47	795,03
0,0006	119022,89	16104,29	6452,30	16103,92	2372,24	1025,17
0,0004	136034,18	21273,44	9171,68	18820,69	3233,11	1484,31
0,0003	152974,32	26223,56	11885,17	21524,27	4090,75	1942,81
0,0002	186713,95	36691,24	17305,14	26901,99	5800,78	2858,88
0,0001	287335,96	67388,54	33543,10	42911,16	10917,55	5605,23

Tabela 4.15 parte de pressão do termo de interação adimensional em função de Reynolds em geometrias convergentes-divergentes para fluidos de Bird-Carreau com $n=0,5$

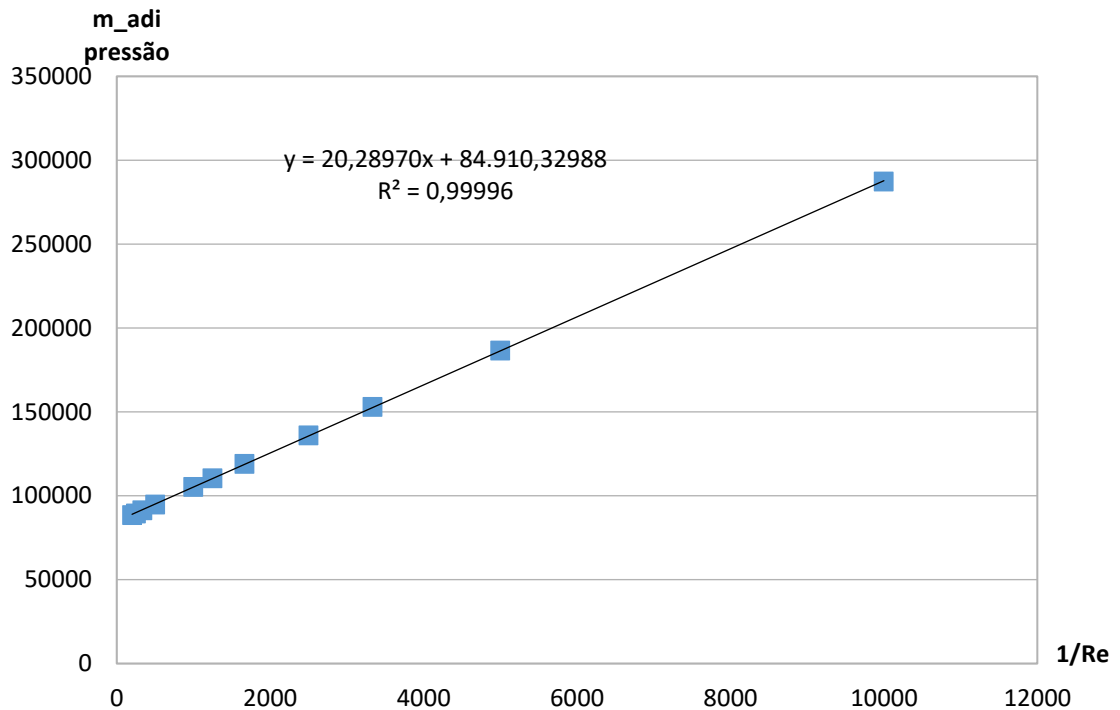


Figura 4.15 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 1 ($\delta = 93\%$) e utilizando fluido de Bird-Carreau com $n = 0,5$

De forma similar à outra simulação com fluido de Bird-Carreau, para todas as geometrias, o termo de interação adimensional é inversamente proporcional ao número de Reynolds, tanto a parte viscosa como a parte de pressão, entretanto, esta reta não passa pela origem. Ao comparar os dois casos, vemos que a intersecção é mais próxima à origem para o menor valor do parâmetro n .

Similar ao caso anterior, os valores para diferentes geometrias são diferentes entre si, e quanto mais próximo à geometria cilíndrica, mais próximo é o valor do termo de interação obtido em relação ao obtido na geometria de referência. Quanto mais próxima à geometria cilíndrica, maior a contribuição viscosa para o termo de interação. A aproximação com a geometria cilíndrica também faz com que a intersecção da reta com o eixo das ordenadas se dê mais próximo a origem.

A diferença entre os valores obtidos em diferentes geometrias é menor que a diferença encontrada nas simulações utilizando fluidos não newtonianos. O caso mais extremo (geometria 1, $\delta = 93\%$) apresenta valores cerca de 80 vezes maiores que os valores obtidos na geometria cilíndrica. As maiores diferenças se dão próximos à origem, já que para o caso cilíndrico a reta intercepta a origem e os outros casos não.

Embora os termos de interação tanto viscoso como de pressão sejam inversamente proporcionais ao número de Reynolds, a intersecção com os eixos das abcissas não o é. Desta forma, a contribuição viscosa para o termo total varia com o número de Reynolds.

Como a contribuição do termo de pressão é dependente do Reynolds, esta contribuição foi avaliada para cada número de Reynolds. As faixas de valores obtidos estão na tabela 4.16.

	$\delta = 93\%$	$\delta = 82\%$	$\delta = 72\%$	$\delta = 81\%$	$\delta = 63\%$	$\delta = 51\%$
Contribuição pressão	69%-62%	46%-41%	32%-29%	43%-34%	21%-16%	12%-11%

Tabela 4.16 Porcentual da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluidos de Bird-Carreau com $n = 0,5$

As faixas de contribuição para o termo de pressão englobam os valores obtidos nas simulações com fluídos newtonianos e *power-law*. Comparando as faixas obtidas nesta simulação e as faixas obtidas na simulação anterior, os limites da faixa se diferenciam apenas nas casas decimais.

4.4 Flúidos Viscoelásticos

Para as simulações viscoelásticas, utilizou-se o modelo de Oldroyd-B. Variou-se o tempo característico de forma que o número de Weissenberg fosse igual a 0,5; 1 e 1,5 dependendo da simulação. Lembrando que o caso newtoniano seria equivalente a um número de Weissenberg 0.

Os resultados para o caso cilíndrico estão dispostos na tabela 4.17. Pela figura 4.18, pode-se notar que o comportamento em relação ao Reynolds se manteve, entretanto, o valor do termo de interação adimensional em si variou.

Re	Termo de interação para $Wi=0,5$	Termo de interação para $Wi=1$	Termo de interação para $Wi=1,5$
0,005	190,559327	190,558289	190,559846
0,004	216,773184	216,78045	216,782526
0,003	252,798944	252,809323	252,812956
0,002	310,757465	310,77563	310,777706

0,001	457,339687	457,379648	457,392623
0,0008	526,010547	526,062445	526,078015
0,0006	635,983153	636,045431	636,06619
0,0004	845,008951	845,097178	845,128317
0,0003	1046,41607	1046,52506	1046,56139
0,0002	1440,01836	1440,16367	1440,21038
0,0001	2606,85417	2607,11885	2607,1967

Tabela 4.17 Termo de interação adimensional para fluidos viscoelásticos em geometria cilíndrica

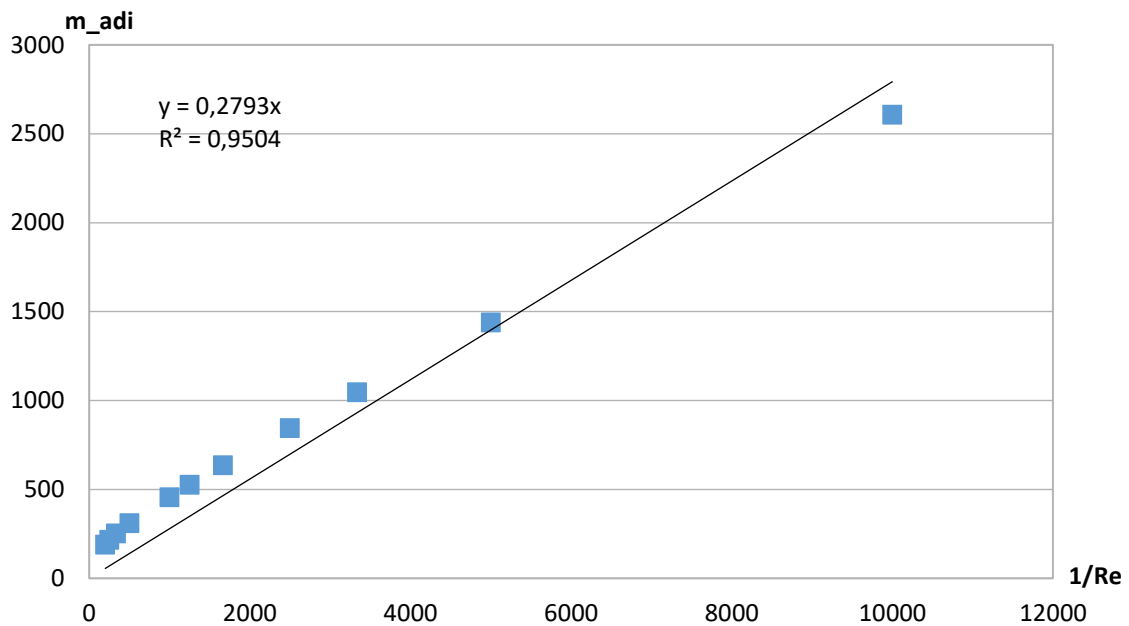


Figura 4.16 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria cilíndrica e utilizando fluido viscoelástico.

Para as simulações em canais convergentes-divergentes, foram simulados apenas os casos 2 e 3. Nestes casos, da mesma forma, o comportamento em relação o número de Reynolds se manteve o mesmo, embora o valor do termo de interação adimensional em sim tenha variado, comparando com os outros fluidos utilizados.

Os resultados obtidos foram indiferentes ao número de Weissenberg. Ao se investigar o porquê disso, constatou-se que o software calcula a força na parede, para fluidos viscoelásticos, da mesma forma que calcula a força na parede para fluidos newtonianos e isso acarreta erros. Está em desenvolvimento um aplicativo para o software que calcule a força de forma correta.

Re	$\delta = 82\%$			$\delta = 72\%$		
	Wi=0,5	Wi=1	Wi=1,5	Wi=0,5	Wi=1	Wi=1,5
0,005	385,04	384,99	-	385,61	372,72	372,79
0,004	438,80	438,73	-	434,42	419,68	419,77
0,003	518,39	518,31	-	507,26	490,21	490,31
0,002	653,82	653,70	-	638,09	617,44	617,58
0,001	1014,30	1014,11	-	984,66	956,00	956,14
0,0008	1184,32	1184,10	-	1113,13	1111,54	1111,50
0,0006	1462,13	1461,87	-	1358,79	1358,55	1357,26
0,0004	2002,41	2002,07	-	1829,24	1828,93	1829,34
0,0003	2535,70	2534,25	-	2282,79	2282,42	2269,91
0,0002	3593,85	3593,35	-	3168,75	3166,41	3167,10
0,0001	6812,58	6815,94	-	5782,73	5780,92	5781,99

Tabela 4.18 Termo de interação adimensional viscoso para geometria convergente-divergente com fluidos viscoelásticos

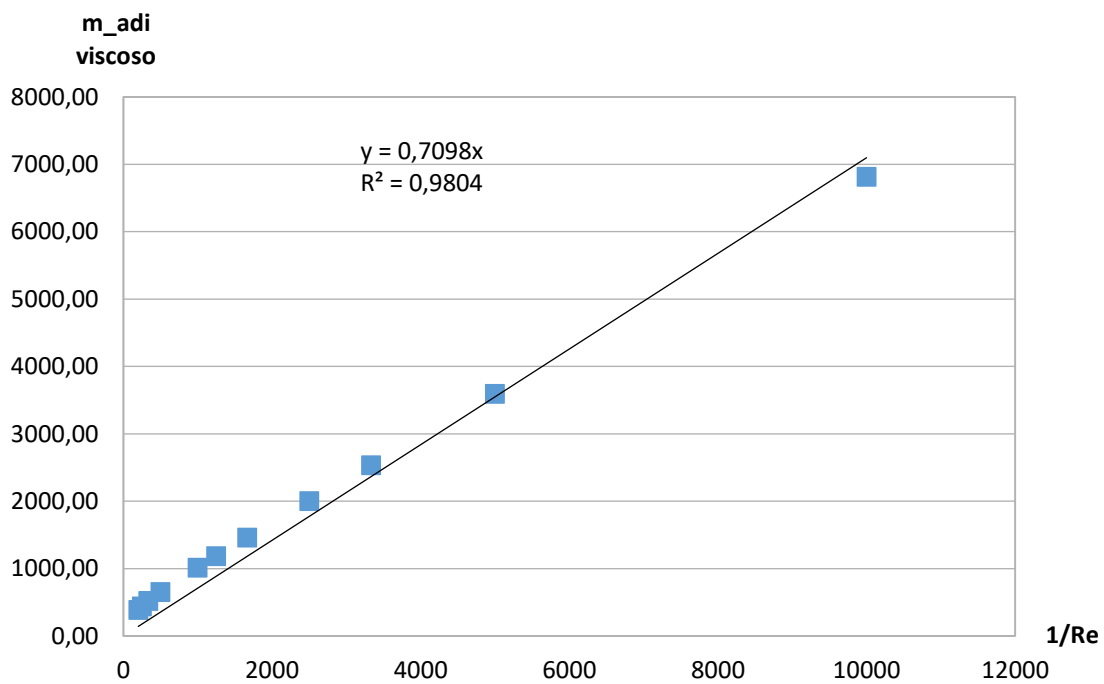


Figura 4.17 Termo de interação adimensional viscoso em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria 2 ($\delta = 82\%$) e utilizando fluido viscoelástico.

	Caso 2			Caso 3		
Re	Wi=0,5	Wi=1	Wi=1,5	Wi=0,5	Wi=1	Wi=1,5
0,005	262,48	262,58	-	159,98	144,51	144,45
0,004	299,06	299,17	-	175,72	160,85	160,78
0,003	351,78	351,92	-	199,65	186,69	186,62
0,002	438,88	439,06	-	244,54	235,33	235,24
0,001	686,10	686,38	-	370,10	369,12	368,94
0,0008	807,93	808,26	-	419,93	419,51	431,65
0,0006	1008,92	1009,33	-	532,88	533,05	532,75
0,0004	1407,51	1408,08	-	728,63	728,86	728,56
0,0003	1859,42	1808,10	-	920,53	920,82	916,74
0,0002	2618,89	2619,96	-	1300,90	1301,29	1300,76
0,0001	5113,36	5379,07	-	2584,63	2445,10	2444,07

Tabela 4.19 Termo de interação adimensional de pressão para geometria convergente-divergente com fluidos viscoelásticos

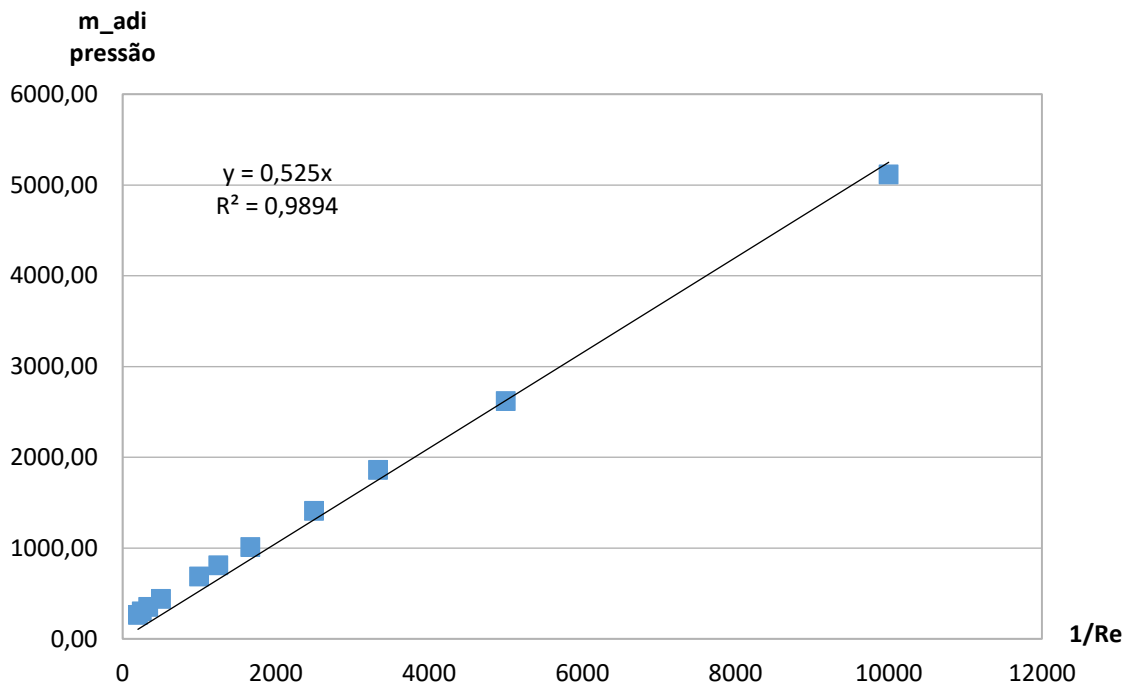


Figura 4.18 Termo de interação adimensional de pressão em função do inverso do número de Reynolds para escoamento na geometria $2\delta = 82\%$ e utilizando fluido viscoelástico.

Calculou-se também a contribuição do termo adimensional de pressão para o termo adimensional total. O valor calculado está dentro da faixa calculada para os

outros fluidos. Resta se avaliar se o cálculo da força de forma mais correta alteraria o resultado.

Caso 2	Caso 3
41%	28%

Tabela 4.20 Porcentual da contribuição do termo de pressão para o termo adimensional total para fluido viscoelástico

Um resultado que pode ser obtido em simulações com fluidos viscoelásticos é o campo de tensões, já que elas são incógnitas do problema. Os campos de tensão normal na direção x, o campo de tensão normal na direção y e o campo de tensão cisalhante no plano xy estão dispostos nas figuras 4.19, 4.20, 4.21, respectivamente.

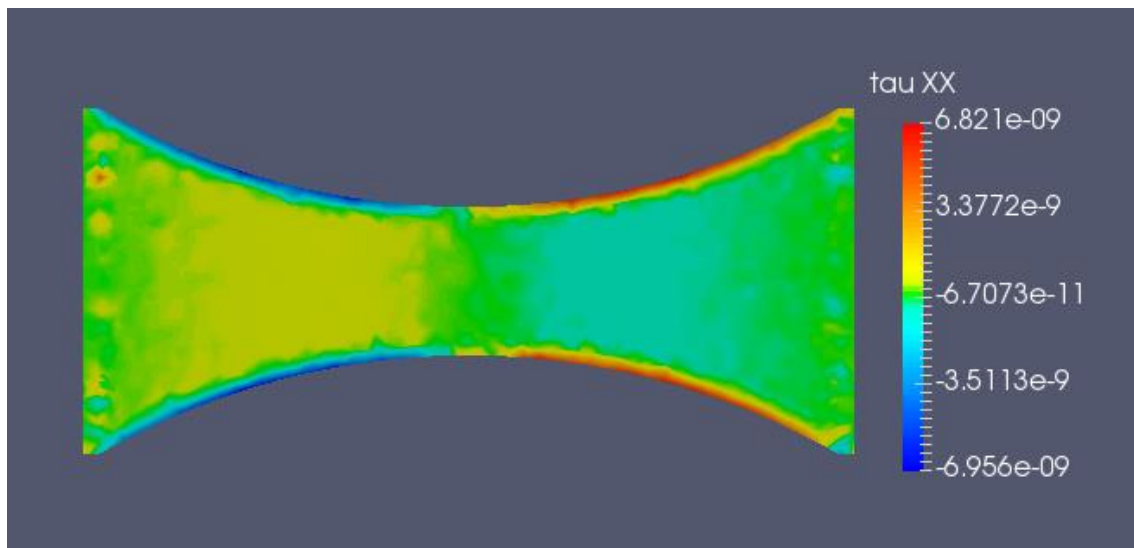


Figura 4.19 Campo de tensões normais na direção X obtido para simulações na geometria 2 ($\delta = 82\%$) utilizando fluido viscoelástico

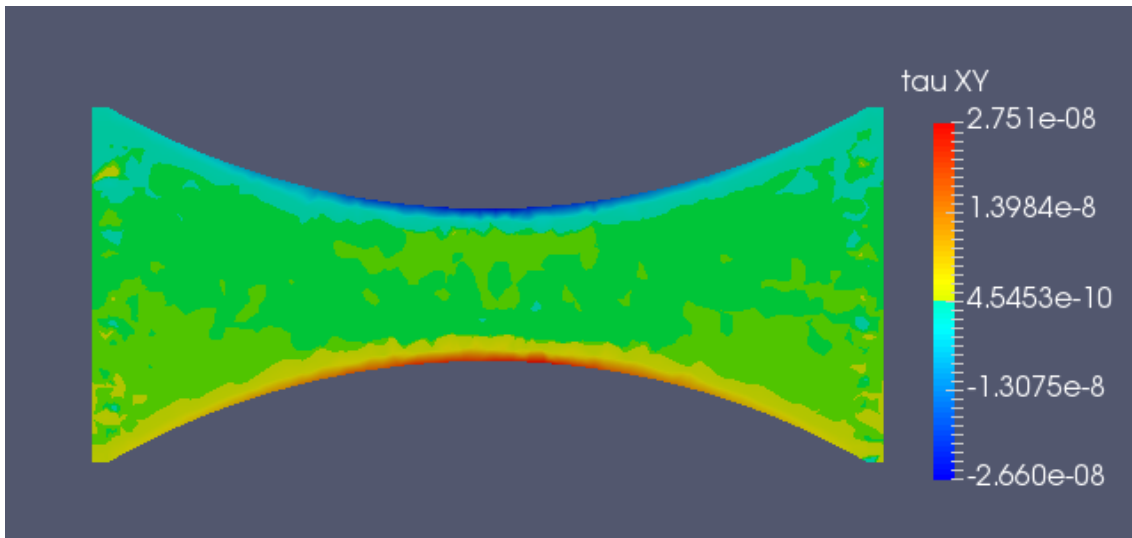


Figura 4.20 Campo de tensões cisalhantes obtido para simulações na geometria $2\delta = 82\%$ utilizando fluido viscoelástico

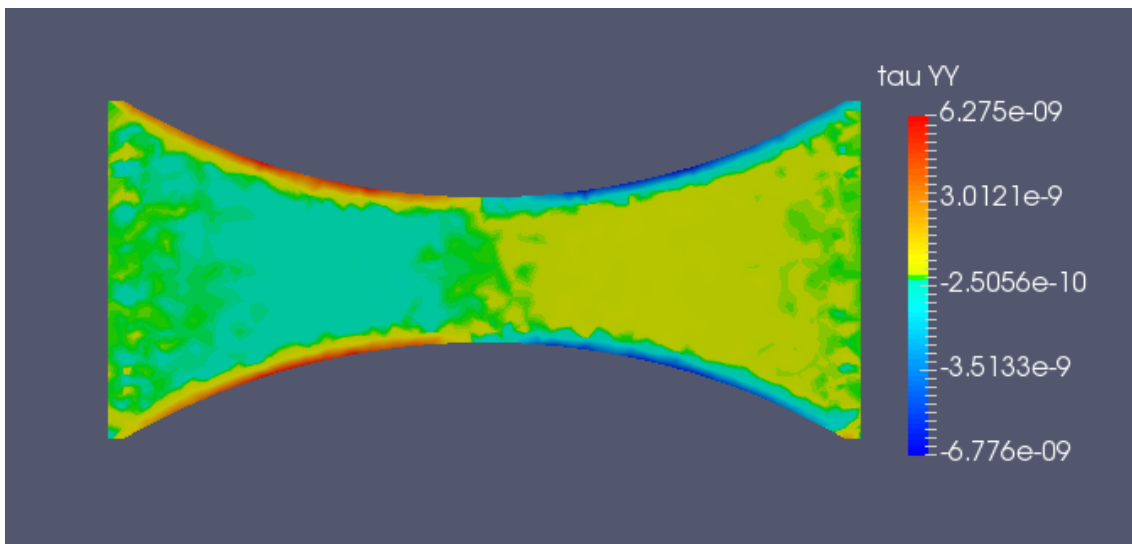


Figura 4.21 Campo de tensões normais na direção y obtido para simulações na geometria $2\delta = 82\%$ utilizando fluido viscoelástico

Pode-se ver que existem tensões normais e tensões cisalhantes no problema, e elas possuem aproximadamente a mesma ordem de grandeza. Pelo campo de tensões normais em x, podemos ver que há tensões de compressão logo antes da garganta e tensões de extensão logo após a garganta. O mesmo ocorre para as tensões no eixo y, embora elas sejam bem mais relevantes próximo a parede.

Já as tensões cisalhantes são muito relevantes na garganta em si, onde apresentam o seu maior valor absoluto, sugerindo que a presença da garganta faz com que as tensões cisalhantes aumentem.

4.5 Comparações entre os resultados

Para facilitar a análise dos resultados obtidos, julgou-se mais conveniente agrupar os dados em gráficos que representassem diferentes escoamentos. Desta forma é possível comparar resultados com uma única imagem.

Para se aglomerar esses resultados, foram utilizados dois critérios: Uma série de gráficos onde se mantém o mesmo tipo de fluido e se representa as diferentes geometrias simuladas; e outra em que se mantém a geometria e se altera os diferentes fluídos simulados.

Além disso, para se comparar os resultados, pareceu mais coerente analisar o termo de interação total, ao invés de separá-lo em parte viscosa e parte de pressão. Essa decisão foi feita, pois a geometria cilíndrica não possui parte de pressão, e representar apenas a parte viscosa seria uma informação incompleta para as outras geometrias.

4.5.1 Comparações com o mesmo tipo de fluido

A figura 4.22 representa o termo de interação total pelo inverso do número de Reynolds obtidas simulando líquidos newtonianos para cada uma das geometrias.

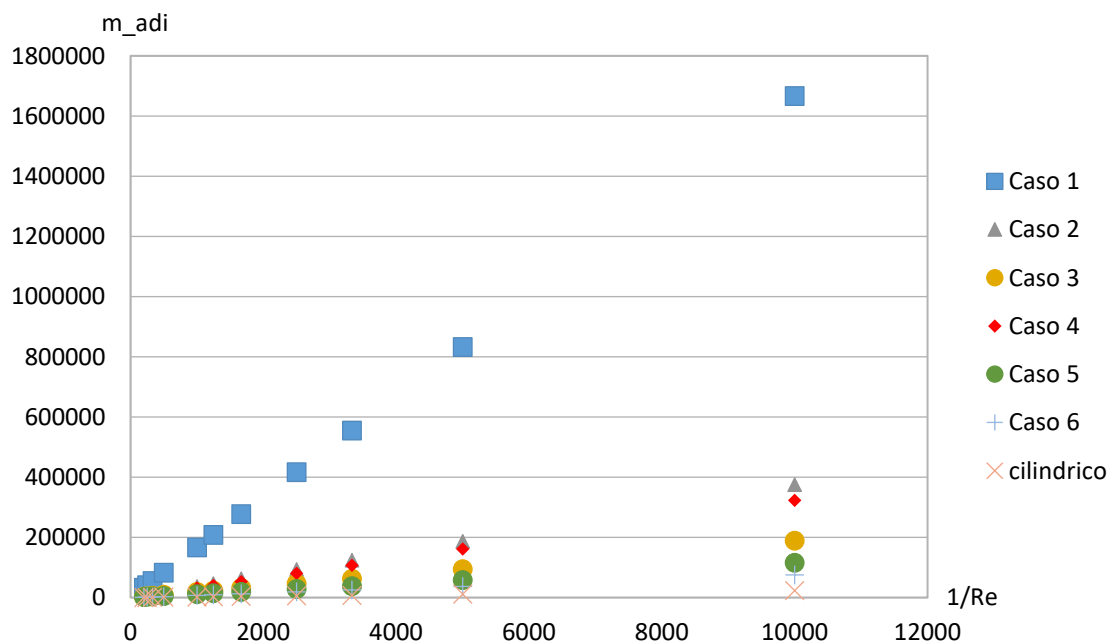


Figura 4.22 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido newtoniano

Nota-se que a geometria 1 ($\delta=93\%$) apresenta valores bem superiores aos obtidos no caso cilíndrico, fazendo com que a reta representando o caso cilíndrico quase coincida com o eixo das abcissas. Mesmo que de forma mais tênue, todas as convergentes-divergentes apresentam termos de interação maiores que o da geometria cilíndrica.

Outro aspecto que pode-se notar é que geometrias que possuem, em sua construção, R_{esf} menor (casos 1, 2 e 3) tendem a apresentar valores maiores para o termo de interação. Entretanto, essa tendência pode ser revertida com um estreitamento suficiente da garganta.

A figura 4.23 representa o termo de interação total pelo inverso do número de Reynolds obtidas simulando fluídos *power-law* para cada uma das geometrias.

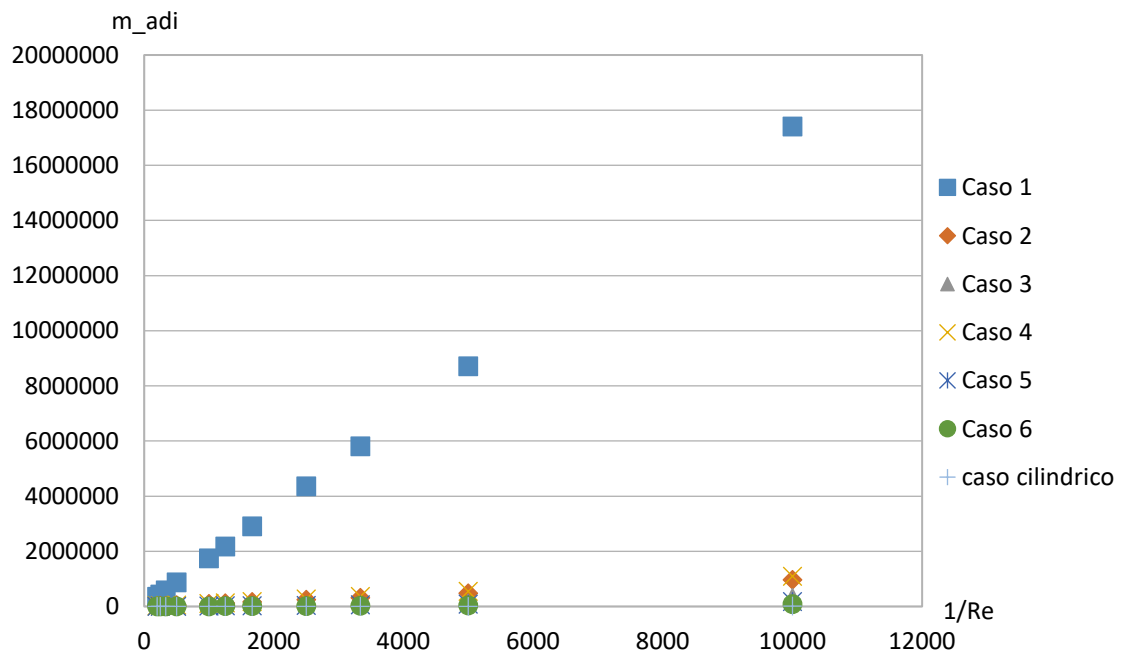


Figura 4.23 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido *power-law*

Neste caso, os valores obtidos para a geometria 1 ($\delta = 93\%$) foram muito superiores aos obtidos para as outras geometrias. Para facilitar a visualização das outras geometrias, optou-se por repetir o gráfico suprimindo os resultados da geometria 1.

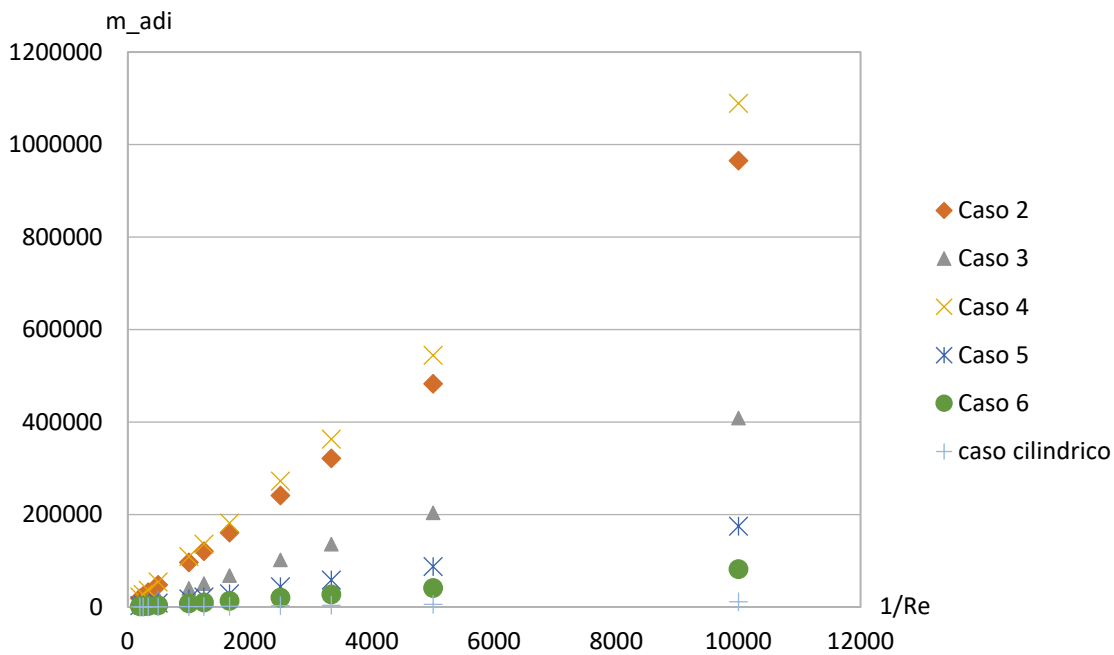


Figura 4.24 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido *power-law*, suprimindo a geometria 1 ($R_{esf} = 1; H = 0,05; L = 0,5$)

Da mesma forma que nas simulações com líquidos newtonianos, a geometria 1 ($\delta = 93\%$) apresenta valores bem superiores aos obtidos no caso cilíndrico, de forma mais acentuada quanto a do fluido anterior. Novamente, todas as convergentes-divergentes apresentam termos de interação maiores que o da geometria cilíndrica.

O aumento raio da esfera tem um efeito menos relevante para a variação do termo de interação adimensional do que o estreitamento da espessura da garganta. Entretanto o efeito dessas duas mudanças é bem próximo. Isso é exemplificado pelas geometrias 1, 2 e 4 ($\delta = 93\%$; $\delta = 82\%$; e $\delta = 81\%$ respectivamente).

A diferença entre a geometria 1 e a 2 é que uma possui o dobro do valor da espessura da garganta em relação a outra, enquanto que a diferença entre a geometria 1 e a 4 é que uma possui o dobro do valor para o raio da esfera. Podemos ver que a mudança da espessura da garganta teve um efeito maior

As figuras 4.25 e 4.26 representam o termo de interação total pelo inverso do número de Reynolds obtidas simulando fluidos de Bird-Carreau com $n=0,25$ e $n=0,5$, respectivamente, para cada uma das geometrias.

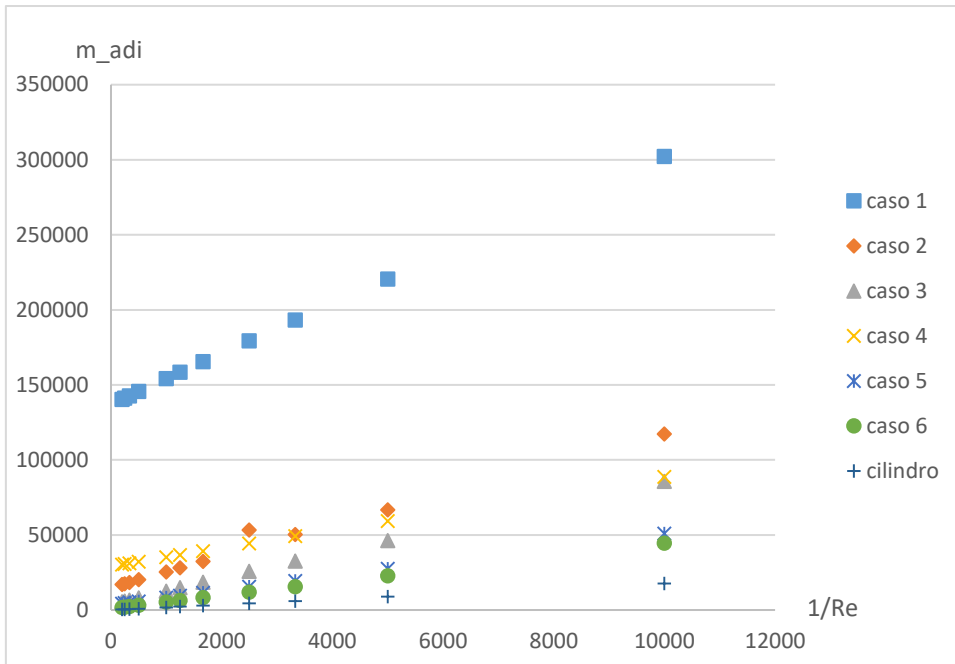


Figura 4.25 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido de Bird-Carreau, com $n=0,25$

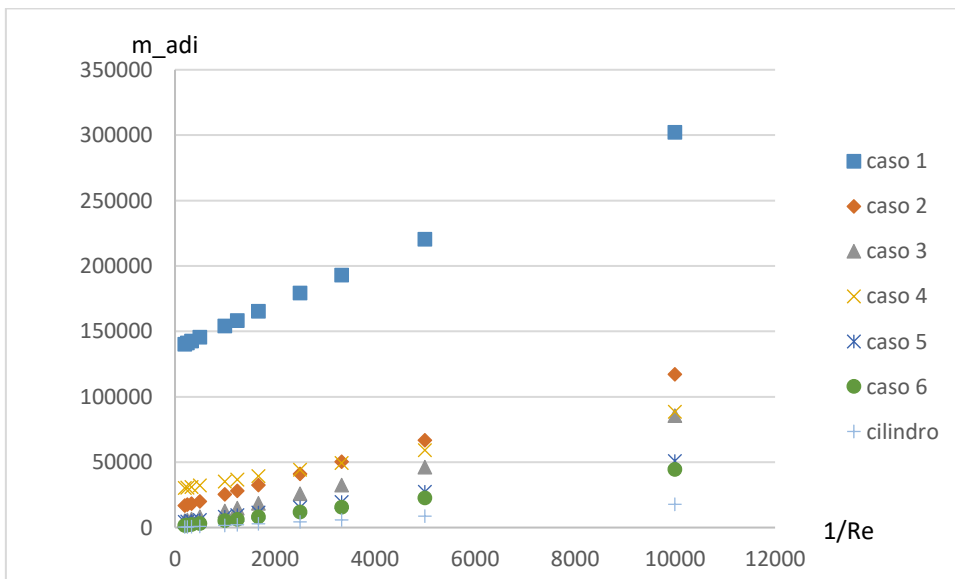


Figura 4.26 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido de Bird-Carreau, com $n=0,5$

Da mesma forma que nas simulações anteriores, a geometria 1 ($\delta = 93\%$) apresenta valores superiores aos obtidos no caso cilíndrico. Novamente, todas as convergentes-divergentes apresentam termos de interação maiores que o da geometria cilíndrica.

As geometrias que possuem, em sua construção, R_{esf} menor (casos 1, 2 e 3) também tendem a apresentar valores maiores para o termo de interação. Neste para os

fluidos de Bird-Carreau, essa tendência é revertida em alguns casos devido ao estreitamento da garganta.

Uma coisa única deste tipo de fluido é o ponto de intersecção com o eixo das ordenadas. Geometrias com R_{esf} tendem a ter um ponto de intersecção mais acima, mas pode ser revertido com um estreitamento na garganta.

Um fenômeno a se destacar é o que ocorre entre a geometria 2 e 4 ($\delta = 82\%$ e $\delta = 81\%$; respectivamente). A intersecção com o eixo das ordenadas para a geometria 4 é em um ponto mais elevado, entretanto o coeficiente angular para a geometria 2 é maior. Então, para número de Reynolds altos, os valores do termo de interação para a geometria 4 é maior, e, para número de Reynolds baixos, o contrário acontece.

Para facilitar a visualização deste fenômeno, optou-se novamente por replicar o gráfico suprimindo a geometria 1 ($\delta = 93\%$).

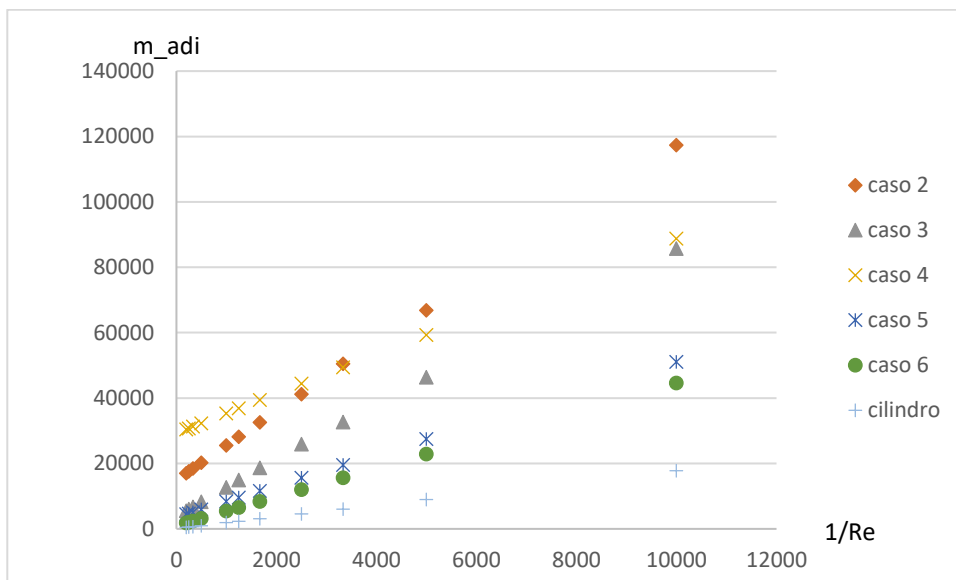


Figura 4.27 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para fluido de Bird-Carreau, com $n=0,25$, suprimindo a geometria 1 ($R_{esf} = 1; H = 0,05; L = 0,5$)

4.5.2 Comparações com a mesma geometria

Para a comparação de diferentes fluidos em uma mesma geometria serão expostos apenas os casos extremos: a geometria cilíndrica, em que o escoamento está submetido apenas a tensões cisalhantes; e a geometria 1 ($\delta = 93\%$) em que são induzidas as maiores tensões normais.

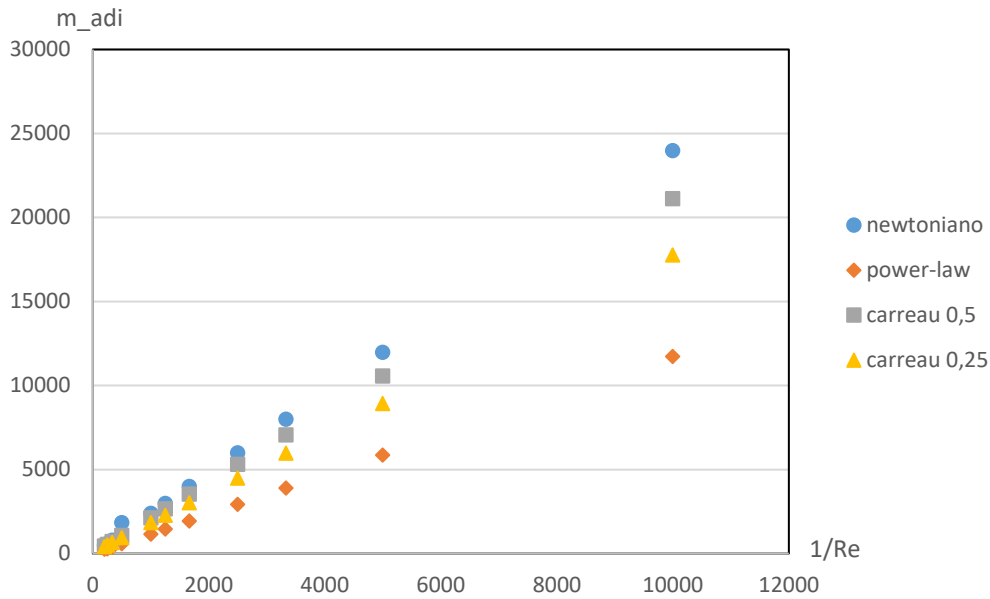


Figura 4.28 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para geometria cilíndrica

Na figura 4.28, podemos ver que todas as retas interceptam a origem para a geometria cilíndrica. Além disso, o caso newtoniano é o que apresenta valores mais altos para o termo de interação e o *power-law* é o que apresenta valores mais baixos.

Além disso, vale lembrar que o líquido newtoniano é equivalente a um fluido de Bird-Carreau com parâmetro $n=1$ e que o parâmetro n é sempre um valor entre 0 e 1. Podemos ver então, que a medida que o valor de n aumenta, o termo de interação também aumenta para este tipo de fluido.

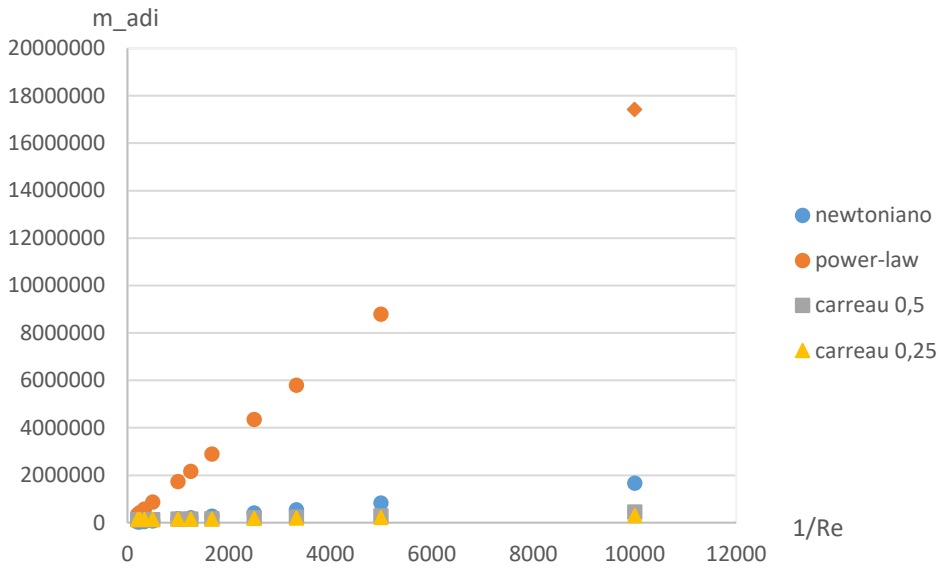


Figura 4.29 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds geometria 1 ($\delta = 93\%$)

A figura 4.29 representa os termos adimensionais em função do inverso do número de Reynolds para a geometria 1 ($\delta = 93\%$). Com o intuito de facilitar a visualização dos outros casos, optou-se por replicar o gráfico suprimindo o fluido *power-law*, apresentado na figura 4.30.

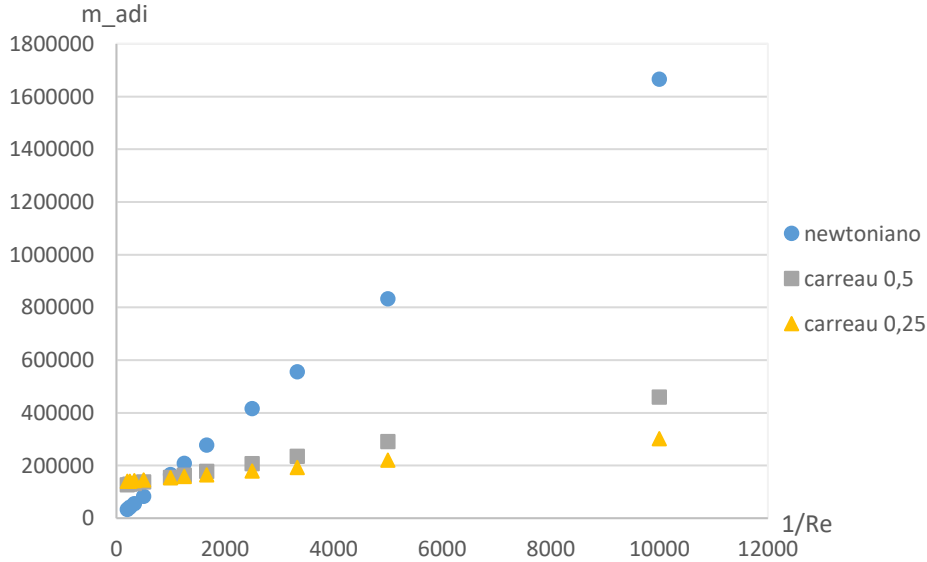


Figura 4.30 Termo de interação adimensional em função do inverso do número de Reynolds para geometria 1 ($\delta = 93\%$), suprimindo o fluido *power-law*

Para a geometria 1 ($\delta = 93\%$), O fluido *power-law* apresenta valores maiores para o termo de interação que o líquido newtoniano. Isso ocorre em todas as geometrias, porém é bem menos acentuada para geometrias que possuem uma grande espessura da garganta, sendo que para as maiores espessuras, os valores obtidos são bem próximos.

Ou seja, o estreitamento da espessura da garganta afeta de forma maior o fluido *power-law*.

Além disso, para fluídos de Bird-Carreau, pode-se notar que não há intersecção com a origem. A intersecção se aproxima da origem quanto maior for o R_{esf} e maior a espessura da garganta H . Ou seja, quanto mais próximo a geometria for de um cilindro.

Podemos ver também que novamente o líquido newtoniano se encaixa como um fluido de Bird-Carreau com $n=1$. Com o aumento do n há uma aproximação do ponto de intersecção com o eixo das abcissas da origem, entretanto há um aumento do coeficiente angular da reta. Por isso, para fluidos com n maiores, o termo de interação é menor para grandes números de Reynolds e menor para grandes números de Reynolds.

5 Conclusões

Independentemente do tipo de fluido utilizado nas simulações, os termos de interação adimensional obtidos nos canais convergentes-divergentes foram bem superiores aos obtidos em canais cilíndricos. Isso demonstra que a abordagem puramente viscométrica para o problema é uma aproximação que não aborda todos os aspectos do problema.

Entretanto, o fato do termo de interação adimensional ser inversamente proporcional ao número de Reynolds se mantém independentemente do fluido e do tipo de geometria. Isso sugere que os resultados obtidos utilizando uma abordagem viscométrica e newtoniana podem ser expandidos apenas com ajustes de parâmetros dependendo da geometria e do tipo de fluido.

Outra informação geral que pode ser obtida é que o raio da esfera utilizada na construção das geometrias e a espessura da garganta influenciam de forma similar todos os fluidos. O termo de interação adimensional aumenta com a diminuição do raio da esfera e a com a diminuição da espessura da garganta. Isso implica que poros reais com maiores curvaturas e mais estreitos devem levar a termos de interação maiores, mesmo com porosidades similares.

Outro aspecto a ser notado é que a curvatura tem um impacto maior que o estreitamento. Em alguns casos dobrar o raio da esfera tinha um efeito maior sobre o termo de interação adimensional do triplicar a espessura da garganta.

A maior parte dos termos de interação presentes na literatura leva em conta apenas a porosidade e, eventualmente, a permeabilidade. O fato deste termo variar com a curvatura e a espessura da garganta nas simulações leva ao entendimento que um termo de interação que varie com um parâmetro dependente da geometria do poro, como por exemplo a tortuosidade, seja mais acurado.

Comparando o fluido *power-law* com o fluido newtoniano, vemos que, para todas as geometrias com exceção da cilíndrica, os valores obtidos para o termo de interação foram superiores para o fluido *power-law*. Entretanto, para geometrias com espessura da garganta grande, os resultados obtidos foram bastante similares para os dois fluidos.

Isso pode se deve ao fato de que deu-se um caráter *shear-thinning*, *extensional-thickening* ao fluido *power-law* por meio de um aumento do parâmetro n para

geometrias mais extensionais. Desta forma, a mudança para uma geometria mais extensional tem um impacto maior em fluídos com essa característica do que em fluídos newtonianos.

No caso dos fluídos de Bird-Carreau, a reta que representa o termo de interação adimensional em função do inverso do Reynolds não intersecta a origem. Portanto comparar de forma absoluta com fluidos newtonianos não é possível, já que para determinados números de Reynolds o fluído de Bird-Carreau apresenta valores maiores do termo de interação adimensional e, para outros números de Reynolds, o fluído de Bird-Carreau apresenta valores menores para este termo.

De forma geral, para baixos números de Reynolds os fluídos newtonianos apresentam um termo de interação adimensional maior, e para altos números de Reynolds o fluído de Bird-Carreau apresenta termos maiores. A exceção a essa regra é a geometria cilíndrica, já que neste caso a reta que representa o termo de interação adimensional intersecta a origem, e, portanto, o fluído de Bird-Carreau apresenta valores mais baixos para o termo de interação adimensional independentemente do número de Reynolds.

O ponto em que a reta que representa o termo de interação adimensional intersecta o eixo das ordenadas aumenta quanto mais extensional for a geometria. Novamente, a curvatura tem um papel mais importante que a espessura da garganta.

Este ponto intersecção também aumenta quanto mais distante do líquido newtoniano for o fluído de Bird-Carreau. O distanciamento do líquido newtoniano é dado pelo parâmetro n . Para $n=0,5$ este ponto de intersecção é mais acima do que para $n=0,25$ e para líquidos newtonianos, equivalente a $n=0$, esta intersecção se dá na origem.

Outro aspecto que muda de acordo com o distanciamento do líquido newtoniano é a inclinação da reta. Quanto mais próximo do líquido newtoniano, maior a inclinação da reta.

Para fluidos de Bird-Carreau pode-se dizer que fluidos mais distantes do caso newtoniano possuem valores maiores para o termo de interação adimensional para altos números de Reynolds, já que eles possuem a intersecção da reta com o eixo das ordenadas em um ponto mais alto, e possuem valores menores para este termo para números de Reynolds mais baixos, já que eles possuem uma inclinação de reta menor, quando comparados com fluidos mais próximos ao newtoniano.

A exceção é apenas a geometria cilíndrica, já que a intersecção com o eixo das abcissas é a própria origem, então fluídos mais próximos ao newtoniano apresentam termos maiores para todos os Reynolds avaliados.

Nas simulações com fluidos viscoelásticos, pode-se fazer uma análise das tensões presentes no escoamento. Na direção axial (direção x adotada no software), nota-se tensões compressivas antes da garganta e tensões extensivas após a garganta, como era esperado por causa das variações de seção reta sofridas pelo fluido.

Tensões cisalhantes são induzidas no fluido principalmente na região da garganta. Entretanto, fora da região da garganta há uma predominância de tensões normais, tanto na direção de eixo x quanto na direção do eixo y.

Vale ressaltar que a ordem de grandeza das tensões normais é a mesma que a ordem de grandeza das tensões cisalhantes. Portanto, tratar os escoamentos em meios porosos como sendo puramente viscométricos é uma aproximação que não leva em conta todos os efeitos presentes, já que isso eliminaria as tensões normais que possuem a mesma ordem de grandeza que as tensões cisalhantes.

A análise a respeito das tensões presentes no escoamento foi feito somente para os fluidos viscoelásticos apenas porque, neste caso, a tensão é uma incógnita que o software calcula, devido às novas equações inseridas considerando a viscoelasticidade. Entretanto, comportamento similar a este é esperado dos outros fluídos estudados neste trabalho.

O cálculo de forças para fluídos viscoelásticos ficou um pouco deficiente já que o software calcula como se fosse um fluído newtoniano. A formulação Oldroyd-B divide a tensão em uma parte vinda do solvente e uma parte vinda de um polímero disperso neste solvente. A força calculada pelo software foi somente com respeito a parte do solvente.

Ainda assim, é possível chegar a algumas conclusões. A alteração do número de Weissenberg não produz alteração suficiente no escoamento para que a parte da tensão relacionada ao solvente se altere significativamente.

O termo de interação adimensional, levando em consideração apenas as tensões relacionadas com o solvente, se comportam de forma similar aos líquidos newtonianos, mesmo o escoamento sendo viscoelástico. Embora este fato pareça trivial, já que, ao se retirar a parte polimérica, o escoamento viscoelástico se torna newtoniano, este acontecimento não é trivial, pois a parte polimérica foi ignorada apenas no cálculo da força.

Espera-se que o número de Weisseberg altere o termo de interação adimensional. Se isso se confirmar, comparando com o estudo realizado, podemos afirmar que a diferença deste termo é causada exclusivamente pelas tensões da parte polimérica do escoamento.

6 Trabalhos Futuros

Uma continuação possível do trabalho é a implementação correta do aplicativo que faz o cálculo das forças no caso viscoelástico para que seja possível fazer uma comparação mais coerente com os outros casos.

No caso dos fluidos *power-law* e de Bird-Carreau foi utilizada uma abordagem global baseada na geometria em que o escoamento foi submetido para se definir como a viscosidade do fluido se comportava. Uma abordagem local seria melhor, entretanto requer a modificação do software existente.

Neste trabalho foi realizado a comparação do termo de interação adimensional para diferentes fluidos em diferentes geometrias. Apresentaram-se tendências deste termo com respeito a curvatura, estreitamento do canal e viscosidade. O próximo passo seria uma formulação matemática propriamente dita.

Todas as variações geométricas feitas neste trabalho foram baseadas em variações do raio de uma esfera utilizada na construção da geometria e do estreitamento da garganta. Essas medidas não são medidas que podem ser obtidas de um meio poroso real. A busca de um parâmetro real que tenha uma relação com os parâmetros geométricos utilizados neste estudo também se faz necessária.

De posse de uma formulação matemática para o termo de interação adimensional entre o fluido e o meio poroso, a inserção deste termo em um equacionamento que trata de acidificação, como por exemplo o equacionamento desenvolvido por Panga et al [2], é um passo importante para o estudo do fenômeno de acidificação de poços de petróleo.

Por fim, com um sistema de equações que leve em conta acidificação e interações do meio poroso com fluidos viscoelásticos, deve-se desenvolver um novo solver para o *software* OpenFOAM para que então seja possível fazer simulações que descrevam de forma adequada o processo de acidificação de poços de petróleo.

7 Referências

- [1] RATNAKAR, Ram R.; KALIA, Nitika; BALAKOTAIAH, Vemuri. Modeling, analysis and simulation of wormhole formation in carbonate rocks with in situ cross-linked acids. **Chemical Engineering Science**, [s.l.], v. 90, p.179-199, mar. 2013. Elsevier BV. doi:10.1016/j.ces.2012.12.019.
- [2] Panga, M. K. R., Ziauddin, M. and Balakotaiah, V. (2005), Two-scale continuum model for simulation of wormholes in carbonate acidization. *AICHE J.*, 51: 3231–3248. doi:10.1002/aic.10574
- [3] Williams, B. B., & Nierode, D. E. (1972, July 1). Design of Acid Fracturing Treatments. Society of Petroleum Engineers. doi:10.2118/3720-PA
- [4] Liu, E., Payne, M. A., Xu, S., Baechle, G., & Harris, C. E. (2009, January 1). Carbonate Rock Physics Issues. International Petroleum Technology Conference. doi:10.2523/IPTC-13850-MS
- [5] FERNANDES, Paulo Dore. **Modelagem Semi-Analítica Pseudo Tridimensional de Propagação e Fechamento de Fraturas Induzidas em Rochas**. 1998. 186 f. Tese (Doutorado) - Curso de Engenharia de Petróleo, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1998.
- [6] KALIA, Nitika; BALAKOTAIAH, Vemuri. Modeling and analysis of wormhole formation in reactive dissolution of carbonate rocks. **Chemical Engineering Science**, [s.l.], v. 62, n. 4, p.919-928, fev. 2007. Elsevier BV. doi:10.1016/j.ces.2006.10.02
- [5] DA NOVA, Anderson Leocadio. Estudo do Escoamento de Fluidos Não Newtonianos em Meios Porosos. **Monografia de Graduação em Engenharia de Petróleo**. Niterói, 2013
- [7] SIDDIQUI, Shameem; NASR-EL-DIN, Hisham A.; KHAMEES, Aon A.. Wormhole initiation and propagation of emulsified acid in carbonate cores using computerized tomography. **Journal Of Petroleum Science And Engineering**, [s.l.], v. 54, n. 3-4, p.93-111, dez. 2006. Elsevier BV. <http://dx.doi.org/10.1016/j.petrol.2006.08.005>.
- [8] ATKIN, R. J.; CRAINE, R. E.. CONTINUUM THEORIES OF MIXTURES: BASIC THEORY AND HISTORICAL DEVELOPMENT. **The Quarterly Journal Of**

Mechanics And Applied Mathematics, [s.l.], v. 29, n. 2, p.209-244, 1976. Oxford University Press (OUP). [doi:10.1093/qjmam/29.2.209](https://doi.org/10.1093/qjmam/29.2.209).

[9] SAMPAIO, R.; WILLIAMS, W. O.. ON THE VISCOSITIES OF LIQUID MIXTURES. **Journal of Applied Mathematics and Physics**, 1977.

[10] WILLIAMS, W. O.. CONSTITUTIVE EQUATION FOR FLOW OF AN INCOMPRESSIBLE VISCOUS FLUID THROUGH A POROUS MEDIUM. **Quarterly of Applied Mathematics**.1978

[11] SAMPAIO, R., DE GAMA, R. M. S.. RELAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA ESCOAMENTOS DEFINIDOS NÃO-NEWTONIANOS ATRAVÉS DE MEIOS POROSOS SATURADOS. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences**. September, 1985

[12] MARTINS-COSTA, Maria Laura; MATTOS, Heraldo Silva da Costa; ANGULO, Jesús Alfonso Puente. POWER-LAW FLUID FLOWS IN CHANNELS WITH A PERMEABLE WALL. **Journal Of Porous Media**, [s.l.], v. 16, n. 7, p.647-661, 2013. Begell House. [doi:10.1615/jpormedia.v16.i7.60](https://doi.org/10.1615/jpormedia.v16.i7.60).

[13] Atkin, R.J., Craine, R.E., Continuum theories of mixtures. Basic theory a development, *Quarterly J. Mech. Appl. Math.*, vol. **29**, pp. 209-244, 1976

[14] MATTOS, H.costa et al. A thermodynamically consistent constitutive theory for a rigid solid-stokesian fluid mixture. **Mechanics Research Communications**, [s.l.], v. 20, n. 3, p.243-249, maio 1993. Elsevier BV. [doi:10.1016/0093-6413\(93\)90065-v](https://doi.org/10.1016/0093-6413(93)90065-v).

[15] MARTINS-COSTA, Maria Laura; MATTOS, Heraldo Silva da Costa; ANGULO, Jesús Alfonso Puente. MODELING THE CONNECTION BETWEEN POROSITY AND PERMEABILITY: A MIXTURE THEORY APPROACH. **Journal Of Porous Media**. [s.l.], p. 1-1. ago. 2016.

[16] MAHESHWARI, P. et al. 3-D simulation and analysis of reactive dissolution and wormhole formation in carbonate rocks. **Chemical Engineering Science**, [s.l.], v. 90, p.258-274, mar. 2013. Elsevier BV. [doi:10.1016/j.ces.2012.12.032](https://doi.org/10.1016/j.ces.2012.12.032).

[17] Chang, F., Qu, Q., & Frenier, W. (2001, January 1). A Novel Self-Diverting-Acid Developed for Matrix Stimulation of Carbonate Reservoirs. Society of Petroleum Engineers. [doi:10.2118/65033-MS](https://doi.org/10.2118/65033-MS)

- [18] Taylor, D., Kumar, P. S., Fu, D., Jemmali, M., Helou, H., Chang, F., ... Al-Mutawa, M. (2003, January 1). Viscoelastic Surfactant Based Self-Diverting Acid for Enhanced Stimulation in Carbonate Reservoirs. Society of Petroleum Engineers. doi:10.2118/82263-MS
- [19] LIU, Naizhen; LIU, Ming. Simulation and analysis of wormhole propagation by VES acid in carbonate acidizing. **Journal Of Petroleum Science And Engineering**, [s.l.], v. 138, p.57-65, fev. 2016. Elsevier BV. <http://dx.doi.org/10.1016/j.petrol.2015.12.011>.
- [20] SARGENTINI, Ricardo, **Simulação Numérica do Deslocamento de Óleos Parafínicos em Dutos Considerando Efeitos Térmicos e Não Newtonianos**. Julho, 2013. Tese (Mestrado) – Curso de Engenharia Mecânica, Universidade Federal Fluminense, Niterói, 2013
- [21] PATANKAR, Suhas V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**.1980. 778 p.