

REINÍCIO DA CIRCULAÇÃO DE FLUIDOS DE PERFURAÇÃO GELIFICADOS

Gabriel Merhy de Oliveira (UTFPR), Leandro Lourenço Vieira da Rocha (UTFPR), Admilson Teixeira Franco (UTFPR), Cezar Otaviano Ribeiro Negrão (UTFPR)¹, André Leibshon Martins (PETROBRAS)²

¹Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais, Laboratório de Ciências Térmicas, Av. Sete de Setembro, 3125 CEP 80.230-901, Curitiba-PR; negrao@utfpr.edu.br

² Tecnologia de Fluido de Perfuração, Centro de Pesquisas e Desenvolvimento, PETROBRAS, Cidade Universitária, Q.7, Ilha do Fundão, CEP 21941-598, Rio de Janeiro-RJ

O presente trabalho apresenta um modelo matemático para simular o início da recirculação de géis no interior de colunas de perfuração e no anular formado pela coluna e o orifício do poço, com o objetivo de prever pressões no interior dos poços. A modelagem é baseada em um trabalho de CHANG et al. (1999), que considerada o escoamento como incompressível, unidimensional e plenamente desenvolvido. Os efeitos tixotrópicos do fluido são considerados através de uma modificação no modelo de Bingham, onde a tensão limite de escoamento é considerada variável no tempo. Comparações com o estudo de CHANG et al. (1999) mostra uma boa concordância entre os resultados. Estudos de casos foram realizados mostrando o efeito da pressão da bomba no crescimento da vazão com o tempo.

Perfuração de Poços de Petróleo, Fluido Gelificado, Fluido Não-Newtoniano

1. INTRODUÇÃO

Durante a operação de poços de perfuração, é desejável manter o escoamento de fluido sem interrupção. Entretanto, períodos de parada são passíveis de acontecer e, devido a isso, utiliza-se fluidos de perfuração que têm como característica formar gel quando não são submetidos a uma tensão de cisalhamento. Isto por que estes fluidos gelificados impedem a precipitação dos cascalhos formados pela perfuração, evitando que este material se acumule em cima da broca, situação essa que pode provocar avarias no equipamento.

O reinício do escoamento é um grande problema, pois o a fratura do gel exige uma pressão muito maior que a usual de operação contínua. Além disso, a reologia do fluido é muito complexa, com propriedades dependentes do tempo.

Muitos trabalhos dedicaram atenção à modelagem do reinício da circulação e fratura de géis. Um modelo de determinação do tempo de remoção de um fluido gelificado, o qual preenche toda a extensão de um tubo, foi mostrado em SESTAK *et al.* (1987). Um fluido de limpeza, incompressível e newtoniano, empurrava o gel. O gel, por sua vez, possuía características de fluido não-newtoniano, compressível. O modelo de tixotropia do gel foi o de Houska, o qual é uma generalização do modelo de fluido de Bingham e de lei de potência.

Nos trabalhos de ESCUDIER (1996), foram citados alguns fluidos com características tixotrópicas e foi reforçada a importância de se desenvolver estudos sobre este tipo de escoamento. O autor afirmou ainda que o modelo reológico de Herschel-Bulkley mostrava muito bem o comportamento do escoamento laminar e turbulento de um fluido com características tixotrópicas, mas na transição, as características observadas eram muito instáveis.

No trabalho de CHANG *et al.* (1998), foram descritos testes experimentais que serviram para quantificar e apoiar a teoria de WARDHAUGH *et al.* (1991) do comportamento de fluidos tixotrópicos submetidos à tensão de cisalhamento. A teoria afirma que a resposta à tensão é dividida em três fases: resposta elástica, deformação plástica e fratura. O valor necessário para determinar a pressão máxima de uma bomba para reiniciar o escoamento é o da tensão de escoamento estática, pois é esta a tensão que determina o início da quebra do gel. Esta quantidade pode ser obtida através de teste estático.

Em seu trabalho posterior, CHANG *et al.* (1999) desenvolveram um modelo matemático do reinício do escoamento de crus parafínicos gelificados, o qual teve como base as três tensões limítrofes, obtidas nas três fases de resposta à tensão de cisalhamento. Avaliou-se a variação temporal da vazão e o tempo de remoção do gel, o qual tinha comportamento incompressível. A pressão aplicada pela bomba era constante e o modelo reológico empregado foi o de Bingham. O escoamento foi considerado isotérmico. O modelo de CHANG *et al.* (1999) é a base do modelo desenvolvido neste trabalho.

2. DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

Durante a perfuração de um poço, o fluido de perfuração é bombeado pelo interior da coluna e o seu retorno à superfície – transportando os cascalhos provenientes da perfuração – ocorre através do espaço anular formado entre coluna e o poço (Figura 1). Durante as paradas de operação, o fluido tende a gelificar devido às características tixotrópicas do fluido. Quando a circulação do fluido é retomada, uma pressão maior do que a usual necessária ao escoamento deve ser imposta para a quebra do gel.

Apesar das variações de seção transversal que ocorre tanto no interior do tubo quanto na região anular, a geometria será considerada como um tubo conectado a um espaço anular de seção transversal constante, conforme mostra a Figura 2. Na presente modelagem, será considerado que o fluido no interior da coluna de perfuração e no espaço anular está todo gelificado. Um fluido não-gelificado (fluido de entrada) é então introduzido no interior da coluna de perfuração deslocando o fluido gelificado. A conexão entre o tubo e o anular é desprezada, sendo que há somente uma mudança de seção transversal entre as duas geometrias, não sendo considerada qualquer mudança de direção no escoamento, o qual é unidimensional e horizontal. A Figura 3 ilustra o deslocamento do fluido gelificado pelo fluido de entrada em dois instantes de tempo.

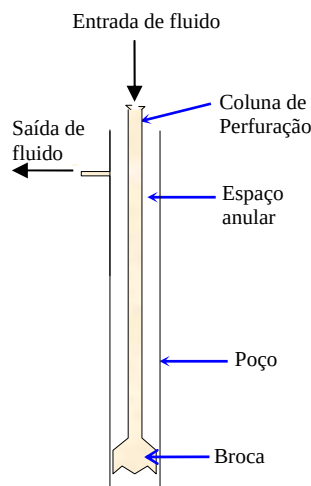


Figura 1 – Ilustração de uma coluna de perfuração.

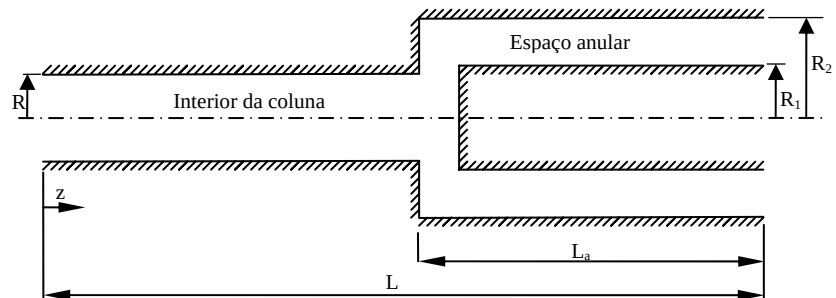


Figura 2 – Geometria do modelo.

3.0 MODELAGEM MATEMÁTICA

3.1 Modelo Reológico

O fluido gelificado é considerado um fluido de Bingham com tensão limite de escoamento variável no tempo (CHANG *et al.*, 1999). Para um escoamento em coordenadas cilíndricas, a tensão de cisalhamento será uma função da taxa de deformação por cisalhamento conforme a seguinte equação:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \eta \frac{du}{dr} + \tau_y(t) && \text{para } \tau < \tau_y \left(\frac{du}{dr} > 0, \tau > 0 \right) \\ \frac{du}{dr} &= 0 && \text{para } |\tau| \leq \tau_y \\ \tau &= \eta \frac{du}{dr} - \tau_y(t) && \text{para } \tau < -\tau_y \left(\frac{du}{dr} > 0, \tau > 0 \right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

onde η é a viscosidade plástica, u é a velocidade axial do escoamento, r é a direção radial e $\tau_y(t)$ é tensão limite de escoamento é dada por:

$$\tau_y(t) = \frac{\tau_y(0) - \tau_y(\infty)}{1 + k \cdot t} + \tau_y(\infty) \quad (2)$$

$\tau_y(0)$ é a tensão para quebra do gel, $\tau_y(\infty)$ é a tensão limite de escoamento quando o gel está totalmente fraturado e k é uma constante que caracteriza o tempo de quebra do gel.

O fluido de entrada é considerado como um fluido de Bingham com propriedades constantes. Portanto, o comportamento do fluido difere da equação (1) apenas no cálculo da tensão limite de escoamento:

$$\tau_y(t) = \tau_y(\infty) \quad (3)$$

Devido à tensão limite de escoamento, os fluidos de Bingham formam uma região não-cisalhada em geometrias cilíndricas, uma vez que a tensão de cisalhamento diminui da parede para o centro do tubo; existe um ponto onde a tensão de cisalhamento se iguala à tensão limite de escoamento. A Figura 3 ilustra o núcleo, caracterizado pelo raio c no tubo, e o anel, caracterizado pelos raios a e b no espaço anular, não-cisalhados para o escoamento do fluido gelificado. Estes raios são variáveis no tempo uma vez que a tensão limite de escoamento de Bingham é dependente do tempo. Sendo o fluido de entrada um fluido de Bingham, este também apresenta núcleo e anel não-cisalhados. Apesar de não ilustrados na Figura 3, os raios do núcleo e anel não-cisalhados também são variáveis no tempo devido às mudanças nas propriedades do fluido gelificado.

3.2 Escoamento

Devido ao grande comprimento do tubo, despreza-se o formato do perfil de velocidades na interface entre os fluidos. Assim, considera-se que o perfil de velocidades é plano na interface entre os fluidos e que a velocidade do deslocamento da interface, $V = dZ/dt$, é igual a velocidade média do escoamento. Como o gel possui alta consistência, assume-se que não há mistura na interface. Efeitos inerciais e de compressibilidade não são considerados e o escoamento é admitido isotérmico.

Para o escoamento plenamente desenvolvido unidimensional, as forças de pressão se igualam às forças de cisalhamento e a equação da conservação da quantidade de movimento assume a forma:

$$\frac{dP}{dZ} = \frac{1}{r} \frac{d(r \cdot \tau)}{dr} \quad (4)$$

onde P é a pressão e τ é a tensão de cisalhamento.

Pode-se ainda observar na Figura 3 duas situações: i) escoamento do fluido de entrada e gelificado no tubo e somente escoamento do fluido gelificado no espaço anular (Figura 3a) ou; ii) somente escoamento de fluido de entrada no tubo e escoamento de fluido de entrada e gelificado no espaço anular (Figura 3b). As equações a seguir serão baseadas nestas duas situações. As velocidades V_t e V_a correspondem, respectivamente, às velocidades médias dos fluidos no tubo e no anular. As massas específicas dos fluidos de entrada e gelificado são consideradas iguais e portanto, as suas velocidades médias são iguais em cada trecho.

3.1 Escoamento do Fluido de Entrada

Para o escoamento do fluido de entrada, emprega-se o conceito de fator de atrito. A queda de pressão do fluido de entrada no tubo é determinada por:

$$\Delta P_{t,i} = \frac{f_{t,i} \rho_i L_{t,i} V_t^2}{R} \quad (5)$$

onde f é o fator de atrito de Fanno, estimado conforme o regime de escoamento que é caracterizado pelos números de Reynolds, Bingham e Hedstrom (CHANG *et al.*, 1999) e ρ é a massa específica do fluido de entrada. Os índices t e i correspondem, respectivamente, ao tubo e ao fluido de entrada. $L_{t,i}$ é a extensão ocupada pelo fluido de entrada no tubo, dada por, $L_{t,i} = Z$ para $Z < L - L_a$ e $L_{t,i} = L - L_a$ para $Z \geq L - L_a$. Z é a posição da interface entre o fluido de entrada e o gelificado, L é o comprimento total do tubo e L_a é o comprimento da região anular.

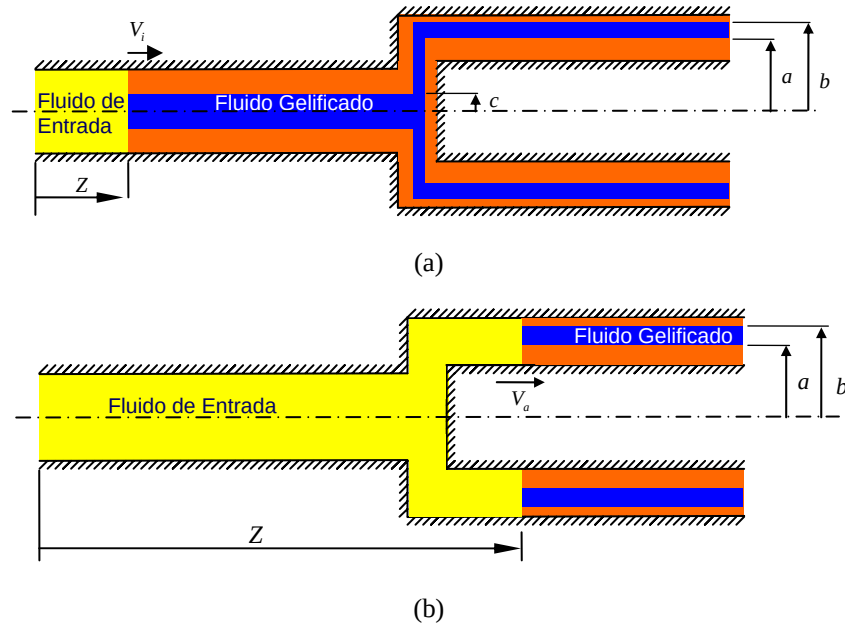


Figura 3: Deslocamento de um fluido gelificado por um fluido de entrada não-gelificado em um tubo acoplado a um espaço anular, para (a) um instante de tempo t_1 e (b) um segundo instante de tempo $t_2 > t_1$.

A tensão de cisalhamento exercida pelo fluido de entrada sobre a parede do tubo, $\tau_{w_{t,j}}$, é obtida através do balanço de forças:

$$\tau_{w_{t,j}} = \frac{R}{2} \cdot \frac{\Delta P_{t,i}}{L_{t,i}} \quad (6)$$

Quando o fluido de entrada começa a preencher o espaço anular, a queda de pressão no espaço anular passa a ser dada por:

$$\Delta P_{a,i} = \frac{f_{a,i} \rho_i L_{a,i} V_a^2}{R_2 - R_1} \quad (7)$$

onde o índice a indica o espaço anular. O fator de atrito f_a é o fator de atrito de Fanno para escoamento em espaço anular, estimado conforme o regime de escoamento (FONTENOT & CLARKE, 1974). A extensão ocupada pelo fluido de entrada na região anular é dada por, $L_{a,i} = 0$ para $Z < L - L_a$ e $L_{a,i} = Z + L - L_a$ para $Z \geq L - L_a$. A posição da interface entre os fluidos é obtida da integração da definição de velocidade ($V_i = dZ/dt$):

$$Z = Z_{old} + \int_t^{t+\Delta t} V_x dt \quad (8)$$

onde índice x deve ser substituído por t ou por a , representando respectivamente o tubo ou o espaço anular, conforme a localização da interface ao longo da tubulação.

3.2 Escoamento do Fluido Gelificado

Inicialmente, tanto o tubo quanto o espaço anular estão preenchidos com fluido gelificado. Para o tubo, a queda de pressão pode ser estimada utilizando o conceito de fator de atrito de Fanno:

$$\Delta P_{t,g} = \frac{f_{t,g} \rho_g L_{t,g} V_t^2}{R} \quad (9)$$

onde, o índice g indica o fluido gelificado. f_g é o fator de atrito para o escoamento do fluido gelificado no tubo, avaliado conforme o regime de escoamento (CHANG *et al.*, 1999) e $L_{t,g}$ é a extensão ocupada pelo fluido gelificado na região anular. $L_{t,g} = L - L_a - Z$ para $Z < L - L_a$ e $L_{t,g} = 0$ para $Z \geq L - L_a$.

A tensão de cisalhamento exercida pelo fluido gelificado sobre a parede do tubo $\tau_{w,g}$ obtida através do balanço de forças:

$$\tau_{w,g} = \frac{R}{2} \cdot \frac{\Delta P_{t,g}}{L_{t,g}} \quad (10)$$

A utilização do conceito de fator de atrito quando o regime é laminar não foi utilizada, pois o fator de atrito apresentado por FONTENOT & CLARKE (1974) é baseado no escoamento entre placas paralelas, com um pequeno espaçamento. Dessa forma, a queda de pressão foi calculada baseada na solução exata da equação da conservação da quantidade de movimento (SAMPAIO, 2002), que produz a seguinte equação:

$$\Delta P_{a,g} = \frac{2 \cdot \tau_y(t)}{b-a} L_{a,g} \quad (11)$$

onde a e b são os raios interno e externo do núcleo não-cisalhado. A extensão ocupada pelo fluido gelificado na região anular é dada por: $L_{a,g} = L - L_a$ para $Z < L - L_a$ e $L_{a,g} = L - Z$ para $Z \geq L - L_a$.

A integração do perfil de velocidades na região anular proporciona a seguinte expressão para a vazão volumétrica:

$$Q = \pi \cdot \left\{ \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\Delta P_s}{L_s} \cdot \left[\frac{1}{8} \cdot \left(R_2^4 - R_1^4 + \frac{b^4 - a^4}{3} \right) - \frac{b-a}{6} \cdot (R_1^3 + R_2^3) - \frac{a \cdot b}{4} \left(R_2^2 - R_1^2 - \frac{b^2 - a^2}{3} \right) \right] \right\} \quad (12)$$

A vazão volumétrica é também a velocidade média do escoamento do fluido no espaço anular (V_a) multiplicada pela área da seção transversal do espaço anular:

$$Q = \pi \cdot (R_2^2 - R_1^2) \cdot V_a \quad (13)$$

Uma relação entre os raios a e b é ainda derivada das equações dos perfis de velocidade na região anular:

$$b^2 - a^2 - 2 \cdot \ln \left(\frac{a \cdot R_2}{b \cdot R_1} \right) \cdot a \cdot b - 2 \cdot (b-a) \cdot (R_1 + R_2) + R_2^2 - R_1^2 = 0 \quad (14)$$

Os módulos das tensões de cisalhamento nas paredes interna $\tau_w(R_1)$ e externa $\tau_w(R_2)$ do espaço anular são obtidos através da derivada do perfil de velocidades:

$$\left| \tau_{w(R_1)} \right| = \frac{a}{R_1} \cdot \left(\tau_y(t) + \frac{\Delta P_{a,g}}{L_{a,g}} \cdot \frac{a}{2} \right) - \frac{\Delta P_{a,g}}{L_{a,g}} \cdot \frac{R_1}{2} \quad (15)$$

$$\left| \tau_{w(R_2)} \right| = \frac{b}{R_2} \cdot \left(\tau_y(t) - \frac{\Delta P_s}{L_s} \cdot \frac{b}{2} \right) + \frac{\Delta P_s}{L_s} \cdot \frac{R_2}{2} \quad (16)$$

Caso o escoamento na região gelificada do espaço anular se torne turbulento, a queda de pressão nessa região é calculada por,

$$\Delta P_{a,g} = \frac{f_{a,g} \rho_g L_{a,g} V_a^2}{R_2 - R_1} \quad (17)$$

onde o fator de atrito (f_a) é avaliado por correlações apropriadas para espaço anular (FONTENOT & CLARKE, 1974):

3.3 Equações Globais

A queda de pressão total sobre o fluido gelificado é dada pela soma das quedas na região do tubo e a da região anular:

$$\Delta P = \Delta P_{t,i} + \Delta P_{t,g} + \Delta P_{a,i} + \Delta P_{a,g} \quad (18)$$

enquanto que a vazão volumétrica para qualquer um dos fluidos é dada por:

$$V_t \cdot R^2 = V_a \cdot (R_2^2 - R_1^2) \quad (19)$$

3.4 Início do Escoamento

Para que o escoamento ocorra, a pressão da bomba deve ser grande o suficiente para que a tensão de cisalhamento gerada quebre a estrutura do gel ao longo de toda a tubulação. Inicialmente, o tubo e o anular estão repletos de fluido gelificado e os balanços de forças no tubo e no anular antes do início do escoamento proporcionam:

$$\Delta P_{t,g} = 2 \cdot \tau_{s,g} \cdot \frac{L - L_a}{R} \quad (20)$$

$$\Delta P_{a,g} = 2 \cdot \tau_{s,g} \cdot \frac{L_a}{R_1 - R_2} \quad (21)$$

onde $\tau_{s,g}$ é a tensão estática gerada nas superfícies do tubo e do anular e é considerada uniforme. Admitindo que a pressão da bomba é a soma das variações no tubo e no espaço anular ($\Delta P = \Delta P_{t,g} + \Delta P_{a,g}$) e substituindo as equações (20) e (21) nesta soma, tem-se a tensão estática proporcionada pela da bomba nas paredes do tubo e do anular:

$$\tau_{s,g} = \frac{\Delta P}{2 \left[\frac{(L - L_a)}{R} + \frac{L_a}{R_2 - R_1} \right]} \quad (22)$$

Caso esta tensão seja maior do que a tensão limite de escoamento inicial do fluido, $\tau_y(0)$, o escoamento se inicia sem atraso. Se por outro lado, esta tensão for inferior à tensão de escoamento final, $\tau_y(\infty)$, o escoamento não se inicia e se por fim o valor de $\tau_{s,g}$ estiver entre $\tau_y(0)$ e $\tau_y(\infty)$, o escoamento se inicia com atraso. O tempo de atraso do escoamento é calculado a partir da equação (2), substituindo $\tau_y(t)$ por $\tau_{s,g}$:

$$t_{atraso} = \frac{1}{k} \cdot \frac{\tau_y(0) - \tau_{s,g}}{\tau_{s,g} - \tau_y(\infty)} \quad (23)$$

3. METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

Como as propriedades reológicas do fluido gelificado variam com o tempo, a simulação numérica será transitória, de forma que a cada passo de tempo um conjunto de equações algébricas precisa ser resolvido.

O algoritmo de simulação numérica desenvolvido consiste dos seguintes passos:

1. Faz-se $t = 0$ e calcula-se a tensão proporcionada nas paredes do tubo do espaço anular pela bomba através da equação (22). Caso a tensão provocada pela bomba seja inferior à mínima necessária, encerra-se o algoritmo e caso seja maior que a tensão limite de escoamento inicial, o escoamento inicia-se imediatamente e segue-se ao passo 3.
2. Calcula-se o tempo de atraso através da equação (23).
3. Faz-se $t = \Delta t$.
4. Calcula a tensão limite de escoamento para o tempo de simulação em questão através da equação (2).
5. Verifica a posição da interface, caso esteja no tubo, resolve-se pelo método de Newton-Raphson um sistema composto pelas equações (5), (7) a (9), (11) a (14), (18) e (19), para o escoamento laminar do fluido gelificado no espaço anular. Caso o escoamento do fluido gelificado presente no espaço anular seja turbulento, as equações (11), (12) e (14) são substituídas pela equação (17). O fator de atrito é avaliado durante cada iteração do processo. O processo é resolvido até a convergência.
6. Estimam-se as tensões de cisalhamento nas paredes do espaço anular através das equações (6), (10), (15) e (16).
7. Incrementa-se o tempo ($t = t + \Delta t$).
8. Retoma-se ao passo 4 até que a tubulação esteja totalmente preenchida com o fluido de entrada.

4. RESULTADOS

Com o objetivo de verificar a validade dos resultados obtidos comparações com o modelo de CHANG *et al.* (1999) foram realizadas. Como CHANG *et al.* (1999) tratou apenas do escoamento em um tubo, tanto o modelo do tubo como o do espaço anular foi utilizado para simular separadamente o escoamento em um tubo, sendo três situações consideradas. Na primeira delas, o comprimento do espaço anular (L_a) foi igualado a zero e desta forma, somente o tubo foi simulado. Na segunda e na terceira, considerou-se somente o espaço anular ($L = L_a = 10\text{km}$) sendo admitido um valor muito pequeno para diâmetro interno do espaço anular ($10 \times 10^{-6}\text{m}$). Na segunda situação, utilizou-se o fator de atrito para o espaço anular, enquanto que para terceira o fator de atrito utilizado foi para o tubo. Os dados para estas situações são apresentados na Tabela 1 – Caso 1.

Tabela 1. Parâmetros de entrada para a simulação do escoamento incompressível.

		CASO 1	CASO 2
Dados da Tubulação	L - comprimento total (km)	10	8
	D - diâmetro do tubo (m)	0,305	0,1086
	L_a - comprimento do anular (km)	0 / 10	4
	D_1 - diâmetro interno do espaço anular (m)	10×10^{-6}	0,127
	D_2 - diâmetro externo do espaço anular (m)	0,305	0,2159
Dados da Bomba	ΔP - pressão da bomba (MPa)	4,4	20 / 16 / 13 / 8,2
Dados do fluido gelificado	$\tau_y(0)$ - tensão limite de escoamento inicial (Pa)	32,0	45
	$\tau_y(\infty)$ - tensão limite de escoamento final (Pa)	5,5	9,89
	$\eta(t)$ - viscosidade plástica (Pa.s)	0,07	0,048
	k - parâmetro empírico (s^{-1})	0,00258	0,00258
	ρ_g - massa específica (kg.m^{-3})	850	1200
Dados do fluido de entrada	$\tau_y(\infty)$ - tensão limite de escoamento (Pa)	5,5	9,89
	η - viscosidade plástica (Pa.s)	0,007	0,048
	ρ_i - massa específica (kg.m^{-3})	850	1200
Simulação	Δt - passo de tempo (s)	25	0,1

As Figuras 3 e 4 comparam, respectivamente, a posição da interface entre os fluidos e a vazão para as três situações. Nota-se portanto, que os modelos para o tubo e do espaço anular que utiliza o fator de atrito para o tubo reproduzem praticamente os mesmos resultados de CHANG *et al.* (1999). A única discrepância reside no modelo do espaço anular que utiliza o fator de atrito para espaços anulares. Isto ocorre devido ao fator de atrito para espaços anulares ser um pouco superior ao fator de atrito para tubos.

A Figura 5 mostra os raios do núcleo e do anel não-cisalhados computados, respectivamente, por CHANG et al. (1999), pelo presente modelo do tubo e do anular que utiliza o fator de atrito para o tubo. Pelo fato do raio interno do espaço anular ser muito pequeno, esperava-se que o raio externo do anel não-cisalhado fosse igual ao raio do núcleo não-cisalhado do tubo. Entretanto, esta diferença é significativa, conforme mostra a Figura 5. Pode-se observar, porém, que a diferença entre o raio externo e interno do anel não-cisalhado se iguala ao raio do núcleo não-cisalhado. Isto pode ser explicado pelo balanço de forças no núcleo e no anel não-cisalhados que, para uma mesma queda de pressão (dP/dz), será:

$$\frac{dP}{dz} = \frac{2\tau_y}{c} = \frac{2\tau_y}{b-a} \quad (24)$$

onde c é o raio do núcleo não-cisalhados. Portanto, sempre $c = b - a$ independente do diâmetro dos diâmetros do tubo e do espaço anular, desde que dP/dz seja o mesmo.

A Figura 6 mostra a tensão de cisalhamento na parede do tubo devido o escoamento do fluido de entrada (τ_{wi}) e gelificado (τ_{wo}) calculados pelo modelo do tubo e por CHANG et al. (1999). Além disso, a tensão avaliada na parede externa do espaço anular em contato com o fluido gelificado, $\tau_{w,g}(R_2)$, também está mostrada na Figura 6. Observa-se uma certa discrepância entre os resultados do CHANG et al. (1999) no início do escoamento quando o regime do fluido de entrada é laminar. Já a tensão na parede na região do fluido gelificado permanece praticamente constante ao longo do escoamento e os resultados coincidem com os apresentados por CHANG et al. (1999). A tensão $\tau_{w,g}(R_2)$ concorda com as demais apenas na região laminar. A diferença na região turbulenta se deve ao fato desta tensão ser calculada apenas para o regime laminar. Com a extrapolação para o regime turbulento, os resultados mostraram-se divergentes. A tensão na parede interna do espaço anular apresenta um valor muito elevado (da ordem de 30kPa), devido ao pequeno raio interno utilizado para o espaço anular, e por isto não foi mostrado.

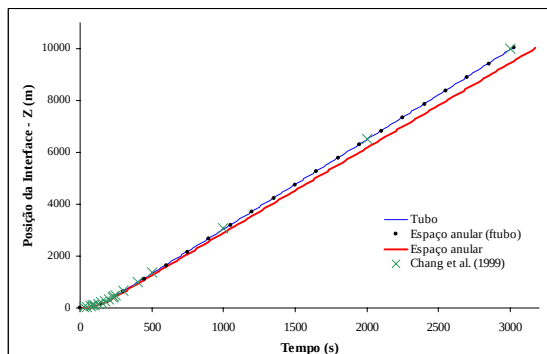


Figura 3. Posição da Interface entre os fluidos no tempo.

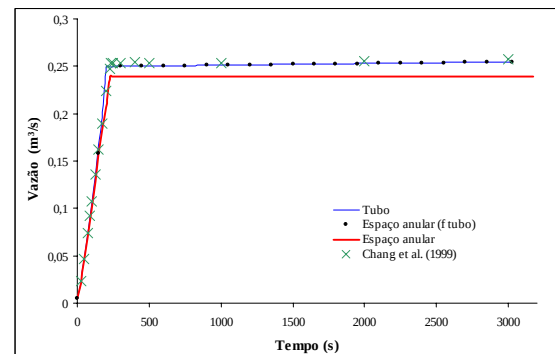


Figura 4. Vazão de óleo ao longo do tempo para pressão de entrada de 4.4 MPa.

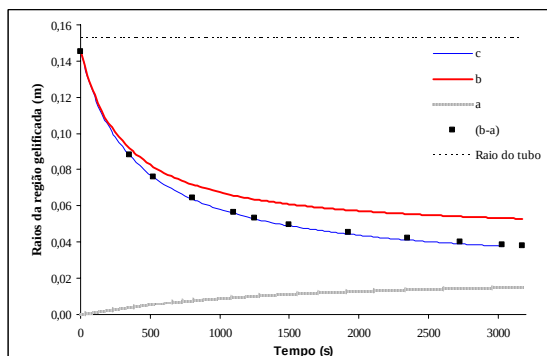


Figura 5. Raios da região gelificada no espaço anular (a , b) e no tubo (c). $b - a$ é a subtração dos raios externo e interno do anel não-cisalhado.

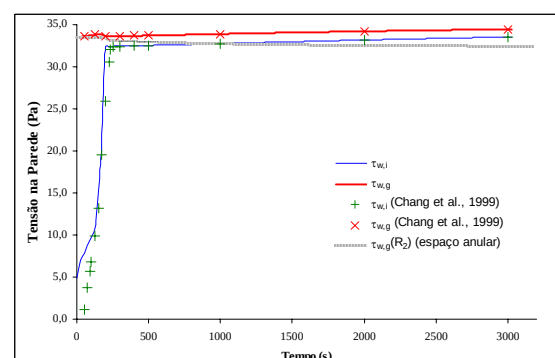


Figura 6. Tensão de cisalhamento na parede do tubo, devido ao fluido de entrada (τ_{wi}), e ao de saída (τ_{wo}). $\tau_w(R_2)$ é a tensão na parede externa do espaço anular devido ao fluido de saída.

O segundo caso simulado foi uma situação mais próxima à encontrada no reinício da circulação do fluido de perfuração. Assim, quatro simulações, com os dados da Tabela 1 – Caso 2, foram realizadas, variando somente a pressão da bomba.

Para essa geometria e propriedades a pressão mínima necessária para iniciar o escoamento sem atraso é de aproximadamente 14,8 MPa, assim com as pressões de 20,0 e de 16,0 MPa não ocorre atraso, já para a pressão de 13,0 MPa o tempo de atraso foi em torno de 70 s enquanto que para 8,2 MPa foi próximo de 512 s. A Figura 7 mostra a posição da interface entre o fluido de entrada e o fluido gelificado ao longo do tempo para cada uma das pressões simuladas. Nota-se nessa figura, uma mudança na inclinação da curva quando essa posição é maior do que 4 km. Isto ocorre devido à entrada do fluido de entrada na região do espaço anular.

A Figura 8 mostra a vazão volumétrica para diferentes pressões da bomba. Para as três pressões maiores, a vazão aumenta linearmente enquanto o regime é laminar. Quando ocorre a mudança no regime de escoamento do fluido gelificado presente no tubo, a vazão começa a crescer mais lentamente.

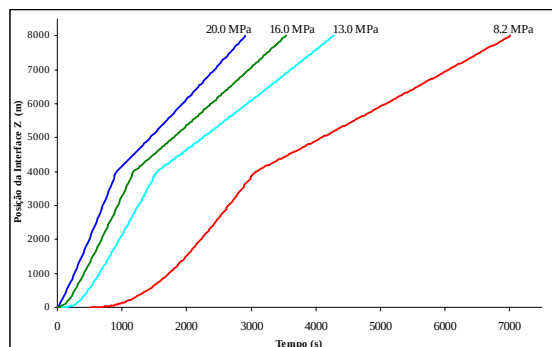


Figura 7. Posição da interface entre os fluidos para diferentes pressões da bomba.

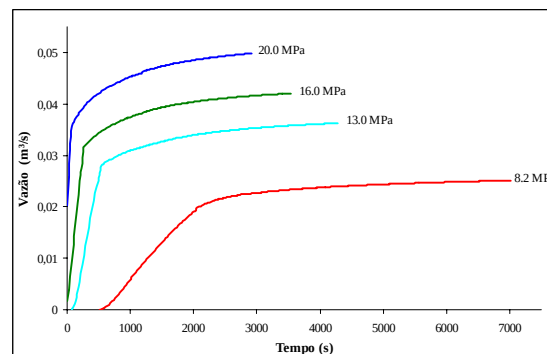


Figura 8. Vazão volumétrica ao longo do tempo para diferentes pressões da bomba.

As Figuras 9, para pressão da bomba igual a 16,0 MPa, a queda de pressão sobre cada fluido. Nota-se que a queda de pressão no fluido de entrada cresce com o tempo e o contrário acontece com o fluido gelificado. Percebe-se ainda, uma mudança de inclinação nas curvas quando o fluido de entrada alcança o espaço anular.

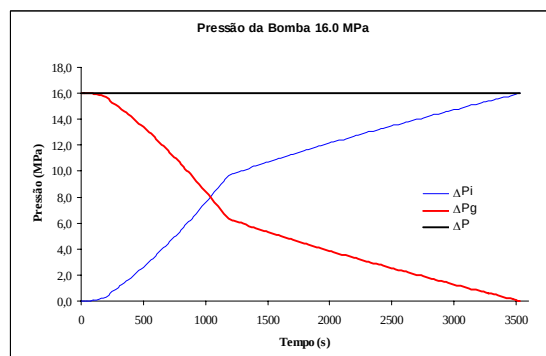


Figura 9. Queda de pressão em cada um dos fluidos.

5. CONCLUSÃO

Este trabalho apresenta um modelo para simular o reinício do escoamento de fluidos gelificados em colunas de perfuração de poços de petróleo. Este modelo contempla a simulação do escoamento de um tubo acoplado a um espaço anular. O modelo apresentado é uma extensão do modelo de CHANG et al. (1999), cuja aplicação era apenas um tubo.

Comparações com o modelo de CHANG et al. (1999) mostraram uma boa concordância dos resultados, tanto para o tubo quanto para o espaço anular simulado como um tubo.

Nas simulações realizadas com as condições próximas as reais encontradas, os resultados parecem consistentes uma vez que o aumento da pressão da bomba aumenta a vazão na saída e diminui o tempo necessário para que o fluido gelificado seja totalmente expulso.

O modelo apresentado é uma tentativa inicial para simular a reinício da circulação de fluidos de perfuração. Os próximos passos envolvem:

- a inclusão de seções transversais variáveis tanto no interior da coluna quanto na região anular;

- ii) a utilização de fluidos de propriedades reológicas de fluidos de perfuração;
- iii) a consideração do efeito da temperatura nas propriedades reológicas;
- iv) inclusão da inclinação da tubulação e;
- v) a consideração do escoamento como compressível.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao apoio financeiro da TEP/CENPES/PETROBRAS e da Agência Nacional do Petróleo – ANP – e da Financiadora de Estudos e Projetos – FINEP – por meio do Programa de Recursos Humanos da ANP para o Setor Petróleo e Gás – PRH-ANP/MCT (PRH10-UTFPR).

7. REFERÊNCIAS

- CHANG, Cheng; BOGER, David V.; NGUYEN, Q. Dzuy. The Yielding of Waxy Crude Oil. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, Parkville, Austrália: American Chemical Society, v.37 p.1551-1559, 1998.
- CHANG, Cheng; RØNNINGSEN, Hans Petter; NGUYEN, Q. Dzuy. Isothermal Start-up of Pipeline Transporting Waxy Crude Oil. **Journal Non-Newtonian Fluid Mechanics**, Parkville, Austrália: Elsevier Science Publishers B. V. v.87 p.127-154, 1999.
- ESCUDIER, M. P.; PRESTI, F. Pipe Flow of a Thixotropic Liquid. **Journal Non-Newtonian Fluid Mechanics**, Liverpool, Inglaterra: Elsevier Science Publishers B. V. v.62 p.291-306, 1996.
- SAMPAIO Jr.; J. H. B. Aplicativo para Estimativa de Surge e Swab para cenários UDW / Formações Frágeis: Relatório Técnico – CT TEP 0022/2002. **Tecnologia de Engenharia de Poço**, CENPES/PETROBRAS, Rio de Janeiro, 2002.
- SESTAK, J.; CAWKWELL, M. G.; CHARLES, M. E.; HOUSKA, M. Start-up of Gelled Crude Oil Pipelines: **Journal of Pipelines**, Amsterdã, Holanda: Elsevier Science Publishers B. V. v.6 p.15-24, 1987.
- STOECKER, W. F. **Design of Thermal Systems**, 3th edition, McGraw-Hill Book Company, 1989.
- WARDHAUGH, L. T.; BOGER, David V. The Measurement and Description of the Yielding Behaviour of Waxy Crude Oil. **Journal of Rheology**, Society of Rheology v. 35 (6) p.1121-1156, 1991.

Restart of Gelled Fluids in Well Drilling Operation

Abstract

The current work presets a mathematical model to simulate the restart of gelled fluids in well drilling operations. The model, based on CHANG's et al. (1999) work, is able to predict pressures within the wells. The flow is considered incompressible, one-dimensional and fully developed. The fluid thixotropic effects are dealt by a modification on the Bingham model, where the yield stress is admitted time-dependent. Comparisons with the CHANG's et al. (1999) results show good agreement. A case study shows the sensitivity of the flow rate on the pump pressure.

Well drilling, Gelled fluid, Non-Newtonian fluid

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo deste artigo.