

UM ESTUDO TEÓRICO E EXPERIMENTAL DO FENÔMENO DE REDUÇÃO DO ARRASTO EM ESCOAMENTOS TURBULENTOS**Marcelo Andreotti**Universidade de Brasília - Departamento de Engenharia Mecânica - 70910-900 Brasília D.F.
andreotti@vortex.unb.br**Francisco Ricardo da Cunha**Universidade de Brasília - Departamento de Engenharia Mecânica - 70910-900 Brasília D.F.
frcunha@unb.br**Aldo João de Sousa**Universidade de Brasília - Departamento de Engenharia Mecânica - 70910-900 Brasília D.F.
aldo@unb.br

Resumo. Neste trabalho é realizado um estudo sobre redução de arrasto em escoamentos turbulentos. Esse efeito de diminuição do fator de fricção do escoamento é obtido pela adição de fibras ou polímeros de alto peso molecular, que geram uma anisotropia de tensões viscosas no escoamento, diminuindo a eficiência do transporte da quantidade de movimento por flutuações turbulentas. Uma análise é desenvolvida com base num modelo constitutivo não-linear que leva em consideração a taxa de deformação extra do escoamento na direção de orientação local dos aditivos. O modelo é aplicado para o desenvolvimento de uma extensão da teoria de Kármán-Prandtl. O objetivo é investigar um primeiro efeito dos aditivos no escoamento. Os resultados preditos pelo modelo foram ajustados por meio de dados experimentais, mostrando uma redução de 65% do fator de atrito do escoamento para uma concentração de 350 ppm de Poliacrilamida.

Palavras chave: redução de arrasto, polímeros, fibras.

1. Introdução

O fenômeno de redução do arrasto em escoamentos turbulentos devido a certos aditivos, notadamente, polímeros lineares com alto peso molecular e (ou) fibras tem sido assunto de diversas pesquisas durante os últimos quarenta anos (Toms 1948, Bark, Hinch & Landhal 1975, Gyr & Berwersdorff, 1995). O estudo desse mecanismo de redução do arrasto é importante devido ao seu grande potencial em aplicações de engenharia, uma vez que, uma redução da resistência do escoamento de óleo em dutos da indústria do petróleo de até 50%, pode ser obtido adicionando-se algumas partes por milhão (ppm) em peso de aditivos poliméricos ou baixas concentrações de fibras (da ordem de 1%). A redução do fator de atrito também tem sido observada com a utilização de outros aditivos anisotrópicos e surfactantes (ver Gyr et al., 1995).

Experimentos, recentemente, realizados no Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Brasília mostraram resultados de redução do arrasto de 35% (Almeida, Tavares e Cunha, 1997), usando-se fibras de nylon como aditivos. O campo de ação desse estudo é extenso, sendo já apontada sua utilização para diminuição de custos do bombeamento em oleodutos, prevenção de cavitação em turbomáquinas, redução de ruídos, aumento de velocidade de embarcações por meio do recobrimento do casco com camadas poliméricas e na estabilidade de jatos para combate a incêndios.

Diversas teorias têm sido apresentadas para explicar os mecanismos responsáveis pela redução do arrasto (Gyr et al., 1995). De Genes (1990) e Joseph (1990) defendem a questão da elasticidade das macromoléculas como sendo o mecanismo preponderante para a redução do fator de atrito. Hinch (1977) e Landhal (1972), por outro lado, argumentam que a adição dos aditivos causam uma anisotropia no tensor de tensões do escoamento, que atenua o transporte de quantidade de movimento por flutuações turbulentas. Ambos os mecanismos podem ser responsáveis por uma redução de produção de energia turbulenta por unidade de massa, \mathbf{P} , definida como, $\mathbf{P} = -(\mathbf{u}'\mathbf{u}') : \bar{\mathbf{D}}$, em que \mathbf{u}' denota o campo de flutuações de velocidade do escoamento em torno da média $\bar{\mathbf{u}}$, e $\bar{\mathbf{D}}$ é o tensor taxa de deformação médio do escoamento, $\bar{\mathbf{D}} = \frac{1}{2} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T)$.

O presente trabalho visa investigar o mecanismo de redução de arrasto quando adiciona-se ao escoamento turbulento baixas concentrações de aditivos anisotrópicos. A Fig. (1) ilustra uma representação simbólica de uma macromolécula de Poliacrilamida.

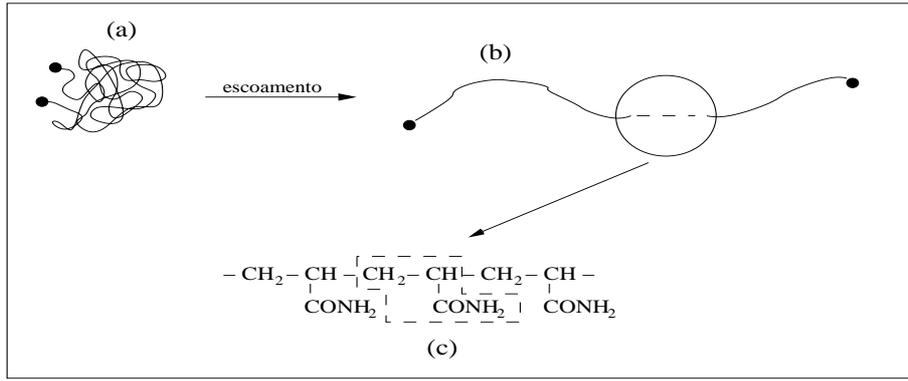


Figura 1: Representação simbólica de uma macromolécula de Poliacrilamida. (a) Molécula em equilíbrio randomizada por movimento Browniano. (b) Molécula alongada pelo escoamento. (c) Detalhe da unidade estrutural da Poliacrilamida

Dentro do contexto anterior propõe-se uma extensão da lei de parede desenvolvida por Kármán-Prandtl que leva em consideração o efeito de fibras rígidas de grandes razões de aspecto ou, equivalentemente, polímeros de alto peso molecular em baixas concentrações num escoamento turbulento no interior de tubos. Os resultados obtidos com o modelo teórico proposto indicam a anisotropia de tensões criada no escoamento pela presença de aditivos, como sendo o principal mecanismo físico responsável pela diminuição da eficiência do transporte de quantidade de movimento por flutuações turbulenta e, conseqüentemente, pela diminuição do fator de fricção.

2. Modelo matemático

No presente modelo considera-se um fluido Newtoniano incompressível de viscosidade μ e massa específica ρ , contendo N fibras longas (ou macromoléculas de polímero de alto peso molecular) por unidade de volume, confinadas entre dois planos paralelos infinitos separados por uma distância h . Os aditivos possuem comprimento ℓ e diâmetro b . Define-se a razão de aspecto por ℓ/b , na maioria dos casos muito maior que a unidade. Admite-se que o tempo de sedimentação dos aditivos é muito maior do que uma escala de tempo característica do escoamento, tal que as partículas fiquem livres da ação da gravidade.

O tempo de sedimentação desses aditivos pode ser estimado por meio de uma análise de escala desenvolvida por Cunha (1995). Considere um aglomerado esférico contendo N aditivos sedimentando em baixo número de Reynolds em que a velocidade terminal típica de uma macromolécula isolada é:

$$V_0 = \frac{2}{9\mu} \ell^2 \Delta\rho g \tag{1}$$

em que $\Delta\rho$ é a diferença de massa específica dos aditivos com o fluido residente e g é a aceleração da gravidade.

O tamanho linear ou raio do aglomerado é denotado por R . A condição para que os aditivos estejam livres da ação da gravidade é expressa por:

$$\tau_s \sim \frac{h}{V_0 \phi \left(\frac{R}{\ell}\right)^2} \gg \tau_f \sim \frac{h}{U} \tag{2}$$

em que τ_s é uma escala de tempo característica de sedimentação e τ_f é uma escala de tempo típica do escoamento. Para dados experimentais típicos: $R = 10\ell$, $Re = 10^5$, $\phi = 0.001$, $V_0 = 5.5 \times 10^{-2} m/s$, tem-se que $\tau_s = 5,5 s$ e $\tau_f = 0,01 s$. Em que Re é o número de Reynolds do escoamento.

2.1. Análise de escala usando um modelo Dambell

Um modelo simplificado de uma macromolécula de polímero em suspensão diluída pode ser visto na Fig. (2). O modelo considerado consiste de duas esferas unidas por uma mola elástica. As interações hidrodinâmicas entre as moléculas do polímero e o fluido residente são representadas pelo arrasto viscoso sobre as esferas. Uma força de restauração devido ao movimento Browniano é representada pelo efeito elástico de uma mola. O vetor \mathbf{R} entre o centro das duas esferas representa a distância entre as extremidades da molécula do polímero.

Considera-se que para a situação de equilíbrio, a força elástica Browniana, F_B , é da mesma ordem de magnitude da força viscosa, F_v . Na condição de equilíbrio, a escala de tempo é da ordem do tempo de relaxação da molécula do polímero alongada pelo escoamento para atingir sua configuração de equilíbrio. Desta forma estima-se o tempo de relaxação de uma macromolécula polimérica sendo:

$$\tau \sim \frac{\mu \delta^3}{kT} \left(\frac{M}{M_i}\right)^{3/2} \tag{3}$$

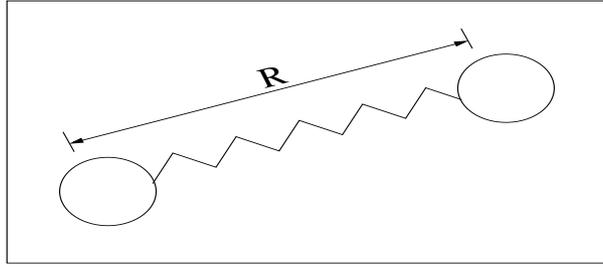


Figura 2: Representação esquemática do modelo Dambell de uma macromolécula

em que μ é a viscosidade do fluido, δ é o diâmetro de uma macromolécula, k é a constante de Stefan-Boltzman, T a temperatura absoluta do fluido, M é o peso molecular do polímero e M_i é o peso molecular do monômero.

O número de Deborah, D_b , é definido como a relação entre o tempo de relaxação da macromolécula do polímero, τ , e uma escala de tempo convectiva do escoamento, t^* . É possível, então, estimar o comprimento de uma macromolécula polimérica alongada por meio da seguinte expressão:

$$\frac{\ell_p}{d} \sim \frac{U \mu \delta^3}{d k T} \left(\frac{M}{M_i} \right)^{3/2} \quad (4)$$

em que d é o diâmetro do tubo e U é a velocidade média do perfil médio do escoamento turbulento.

No presente trabalho valores típicos são: $\delta = 1,5 \text{ nm}$, $\mu = 1 \text{ cp}$, $M = 10^6 \text{ g/mol}$, $M_i = 71 \text{ g/mol}$, $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, $T = 293 \text{ K}$, $U = 3 \text{ m/s}$ e $d = 30 \text{ mm}$. Nesta condição estima-se que $\tau \sim 10^{-3} \text{ s}$ e $\ell_p/d = O(10^5)$. A título de comparação sabe-se que o tempo de relaxação da água $\tau_{\text{agua}} = O(10^{-13}) \text{ s}$. Isto mostra que, mesmo em baixíssimas concentrações ($\sim 100 \text{ ppm}$) o estiramento das moléculas pelo escoamento produz um efeito não-Newtoniano considerável.

2.2. Equações de balanço

Define-se como escalas de comprimento e velocidade para adimensionalização do problema em questão o diâmetro do tubo ($d = 2r_0$) e a velocidade média do perfil médio do escoamento U , respectivamente. As tensões são, então, adimensionalizadas por ρU^2 . As equações de balanço adimensionais são:

(i) Continuidade:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5)$$

(ii) Quantidade de movimento:

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \nabla \cdot \boldsymbol{\Sigma} \quad (6)$$

em que \mathbf{u} é o campo de velocidade do escoamento e $\boldsymbol{\Sigma}$ o tensor de tensões associado.

2.3. Modelo Constitutivo

O escoamento na presença de aditivos não pode ser descrito pelo modelo Newtoniano, pois a presença desses, produzem uma anisotropia de tensões no escoamento, causando um efeito não-linear conforme apresentado a seguir:

$$\boldsymbol{\Sigma} = -p\mathbf{I} + 2\mu^* \mathbf{D} + \boldsymbol{\Sigma}_f \quad (7)$$

em que p é a pressão do fluido, \mathbf{I} é o tensor unitário isotrópico, $\mu^*(\dot{\gamma}, \phi)$ é a viscosidade de cisalhamento da solução polimérica, no caso de concentrações muito baixas de aditivos (ppms) tem-se que $\mu^*(\dot{\gamma}, \phi) \approx \mu^*(\phi)$, \mathbf{D} é o tensor taxa de deformação e $\boldsymbol{\Sigma}_f$ é o tensor de tensões extra devido a presença dos aditivos no escoamento. Para suspensões diluídas a viscosidade de cisalhamento pode ser calculada com base na Teoria de Einstein (1956), em que $\mu^*(\phi) = \mu(1 + A\phi)$. Para esferas rígidas $A = 2,5$ e no presente trabalho $A = 0,0128$ conforme mostrado na Fig. (9).

A presente análise limita-se ao caso de uma suspensão de fibras ou macromoléculas de polímero de alto peso molecular e, conseqüentemente, altos tempos de relaxação comparados com uma escala de tempo típica do escoamento. Nestas condições, o modelo constitutivo pode ser expresso como sendo uma adaptação do modelo mais geral proposto por Hinch e Leal (1976).

$$\boldsymbol{\Sigma}_f = \mu_e (\mathbf{s} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{s}) \mathbf{ss} \quad (8)$$

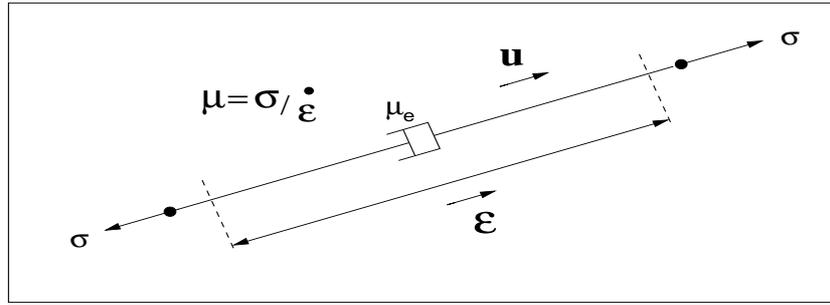


Figura 3: Modelo de viscosidade extensional produzida por fibras ou macromoléculas de polímeros de alto peso molecular

sendo Σ_f , a parte não Newtoniana do tensor de tensões, tendo origem no efeito médio macroscópico dos aditivos no escoamento e μ_e é uma viscosidade extensional associado com a presença das fibras ou macromoléculas conforme ilustra a Fig. (3).

Para uma primeira análise do efeito de aditivos (fibras ou polímeros) em escoamentos turbulentos considera-se a aproximação de orientação permanente dos aditivos na direção do escoamento. Essa aproximação é razoável quando o tempo de orientação local dos aditivos com o escoamento é significativamente menor do que uma escala convectiva do escoamento, Nesse caso:

$$\mathbf{s} = \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|} \quad (9)$$

A solução dada pelo modelo descrito acima é uma aproximação razoável para aditivos de grande razão de aspecto, ($\ell/b \gg 1$). Os experimentos mostram que, nessas condições, as partículas alongadas tendem a se orientar localmente na direção do escoamento, ao longo das linhas de corrente em todas as posições. Esta aproximação também é confirmada por observações de Sureshkumar, Beris e Hinch (1992) e simulações numéricas de Keiller e Hinch (1991), que mostram que essa orientação dos aditivos é uma solução permanente.

O modelamento constitutivo descrito aqui também pode ser usado para caracterizar o efeito de aditivos, como polímeros de alto peso molecular. Neste caso, o tempo de relaxação τ das macromoléculas seria maior que o tempo característico do escoamento, já que da Eq. (3) $\tau \sim M^{3/2}$ e $M = O(10^6 g/mol)$. Os manômeros dessas moléculas permanecem estendidos e desde que não sofram degradação apreciável, se comportam aproximadamente, de forma similar ao de uma fibra com grande razão de aspecto.

Das Eqs. (8) e (9) tem-se a forma adimensionalizada da equação constitutiva para o tensor de tensões, escrita na forma:

$$\Sigma = -PI + \frac{2}{Re} \left(g(\phi) \mathbf{D} + \frac{\mu_e}{\mu} f(\mathbf{u}) \mathbf{u} \mathbf{u} \right) \quad (10)$$

em que Re é o número de Reynolds do escoamento, $f(\mathbf{u}) = \mathbf{D} : \mathbf{u} \mathbf{u} / u^4$, $u = |\mathbf{u}|$, P é o campo de pressão médio do escoamento, $f(\mathbf{u})$ corresponde a uma taxa de deformação do escoamento na direção de alinhamento dos aditivos e $g(\phi)$ é determinada em experimentos de Reometria. No caso de suspensões diluídas $g(\phi) = (1 + A\phi)$.

A constante material μ_e/μ , é determinada usando-se a aproximação da teoria de corpos delgados aplicado por Batchelor (1970, 1971), para caracterização da reologia de uma suspensão diluída de fibras longas. Batchelor determinou que:

$$\frac{\mu_e}{\mu} = \frac{4\pi n \ell^3}{3 \ln(\ell/b)} \quad (11)$$

A expressão da viscosidade extensional (11) proposta por Batchelor (1971), é válida apenas em regimes diluídos, ou seja, quando $n\ell^3 \ll 1$. Resultados experimentais, mostram que uma expressão similar pode ser aplicada para regimes semi-diluídos ($\phi \ll 1 \ll n\ell^3$) bastando trocar $\ln(\ell/b)$ por $\ln(1/\sqrt{\phi})$, (Gyr et al., 1995). A equação para a razão de viscosidade é dada por:

$$\frac{\mu_e}{\mu} = \frac{4}{3} \left(\frac{\ell}{b} \right)^2 \frac{\phi}{\ln(\phi^{-1/2})} \quad (12)$$

Em um escoamento, partículas anisotrópicas, tendem a resistir alongação ao longo do seu próprio eixo. O termo μ_e/μ representa a importância dessa resistência.

3. Aplicação do modelo

3.1. Análise da parcela não-Newtoniana do tensor de tensões

Retornando a Eq. (10), o tensor de tensões local devido aos aditivos pode ser expresso da seguinte forma:

$$\Sigma_f = \frac{2}{Re} \frac{\mu_e}{\mu} f(\mathbf{u}) \quad (13)$$

Aplicando-se a decomposição de Reynolds, o escoamento turbulento é decomposto numa componente média adicionado de uma componente de flutuação, $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$. Dessa forma, tem-se então, para o termo $f(\mathbf{u})\mathbf{u}\mathbf{u}$ o seguinte desenvolvimento:

$$f(\mathbf{u})\mathbf{u}\mathbf{u} = f(\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}')(\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} + \bar{\mathbf{u}}\mathbf{u}' + \mathbf{u}'\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'\mathbf{u}') \quad (14)$$

A função $f(\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}')$ é aproximada por uma série de Taylor como segue,

$$f(\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}') \sim f(\bar{\mathbf{u}}) + \nabla f(\bar{\mathbf{u}}) \cdot \mathbf{u}' + \frac{1}{2!} \nabla \nabla f : \mathbf{u}'^2 + \dots \quad (15)$$

Para pequenos gradiente de f , ou seja, fraca variação de f com $\bar{\mathbf{u}}$ e, intensidades de turbulência moderadas, é válida a seguinte aproximação:

$$f(\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}') \sim f(\bar{\mathbf{u}})\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} + f(\bar{\mathbf{u}})\bar{\mathbf{u}}\mathbf{u}' + f(\bar{\mathbf{u}})\mathbf{u}'\bar{\mathbf{u}} + f(\bar{\mathbf{u}})\mathbf{u}'\mathbf{u}' \quad (16)$$

Considerando-se uma turbulência estatisticamente permanente e ergódica, e aplicando-se a média temporal definida por:

$$\Theta = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T \Theta(t) dt \quad (17)$$

desde que $\bar{\mathbf{u}}' = 0$ a Eq. (16) reduz-se a:

$$\overline{f(\bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}')} \sim f(\bar{\mathbf{u}})\bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} + f(\bar{\mathbf{u}})\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \quad (18)$$

Portanto, uma aproximação de primeira ordem para contribuição do tensor de tensões médio, devido aos aditivos, ao transporte de quantidade de movimento no escoamento por flutuações turbulentas é dada pela expressão:

$$\bar{\Sigma}_f = \frac{2}{Re} \frac{\mu_e}{\mu} f(\bar{\mathbf{u}})\overline{\mathbf{u}'\mathbf{u}'} \quad (19)$$

em que $f(\bar{\mathbf{u}}) = \bar{\mathbf{D}} : (\bar{\mathbf{u}})(\bar{\mathbf{u}})/(\bar{\mathbf{u}})^4$ e $\bar{\mathbf{D}} = \frac{1}{2}(\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T)$ sendo que T denota tensor transposto.

3.2. Modelo de parede com aditivos

Para condições anteriores, a equação diferencial de Kármán-Prandtl que governa o escoamento em regime turbulento na região de $y^+ > 30$ da camada limite turbulenta é modificada para:

$$\tau_w = \left(1 + \frac{\mu_e}{\mu} \frac{1}{Re} f(\bar{\mathbf{u}})\right) \rho \kappa^2 y^2 \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y}\right)^2 \quad (20)$$

Como $f(\bar{\mathbf{u}})$ depende fracamente de $\bar{\mathbf{u}}$, conforme especificado no início da seção, a equação diferencial (20) pode ser resolvida de forma analítica. A presente teoria é proposta para descrever a redução de arrasto associado com a anisotropia de tensões causada pelo alongamento e orientação dos aditivos em escoamento turbulento em regiões de camada limite turbulenta.

3.3. Distribuição de velocidade

Obtém-se o perfil de velocidade do escoamento aplicando-se as seguintes condições de contorno: em $y = r_0$ tem-se $\bar{u} = \bar{u}_{max}$, em que y é a distância radial da parede do tubo ($y = r_0 - r$). Com isso:

$$\frac{\bar{u}}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} = \frac{\bar{u}_{max}}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} + \frac{1}{\kappa(1+\epsilon)^{1/2}} \ln(y/r_0) \quad (21)$$

em que r_0 é o raio do tubo, \bar{u}_{max} é a velocidade máxima do perfil médio do escoamento e $\kappa = 0,4$ (constante universal de Kármán para tubo lisos). Na Eq. (22) nota-se que ϵ contém uma constante de calibração do modelo,

$$\epsilon = C \frac{\mu_e}{\mu} \frac{1}{Re} \quad (22)$$

Dos resultados experimentais verifica-se que para $C = O(1)$ o presente modelo ajusta com boa aproximação os dados obtidos em laboratório, conforme mostrado na Fig. (7).

Da Eq. (22) conclui-se que $\epsilon \ll 1$ para escoamentos turbulentos uma vez que $Re = O(10^5)$. Dessa forma, usando uma expansão binomial $O(\epsilon)$ a Eq. (21) é reescrita na seguinte forma:

$$\frac{\bar{u}}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} = \frac{\bar{u}_{max}}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} - \frac{1}{\kappa} \ln(y/r_0) - \frac{1}{2\kappa} \epsilon \ln(y/r_0) + O(\epsilon^2) \quad (23)$$

em que

$$\frac{\bar{u}_{max}}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} - \frac{1}{\kappa} \ln r_0 = 5,5$$

valor este correspondente ao determinado experimentalmente, (ver Pao 1966).

3.4. Fator de atrito

A seguir determina-se uma expressão para o fator de atrito do escoamento. Por definição, a velocidade média, U , em um tubo de seção circular pode ser calculada da seguinte forma:

$$U = \frac{\int_0^{r_0} \bar{u} 2\pi(r_0 - y) dy}{\pi r_0^2} \quad (24)$$

em que foi usada a mudança de variáveis: $r = r_0 - y$ e $dr = -dy$.

Substituindo a equação (23) em (24) e integrando, obtém-se,

$$\frac{U}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} = \frac{11}{5} - \frac{3}{2\kappa} + \frac{1}{\kappa} \ln r_0 + \frac{3}{4\kappa} \epsilon \quad (25)$$

Da definição do fator de atrito, $f = \tau_w / \frac{1}{2} \rho U^2$, para escoamentos turbulentos totalmente desenvolvido em tubos tem-se que:

$$\frac{1}{f^{1/2}} = \frac{U}{(\tau_w/\rho)^{1/2}} \frac{1}{2\sqrt{2}} \quad (26)$$

Substituindo-se (25) em (26), determina-se uma expressão para o fator de atrito em termos dos parâmetros dos aditivos (concentração e razão de aspecto).

$$f = \left[\frac{7\sqrt{2}}{16} + \frac{5\sqrt{2}}{8} \left(\ln(r_0) + \frac{C}{Re} \left(\frac{\ell}{b} \right)^2 \frac{\phi}{\ln(\phi^{-1/2})} \right) \right]^{-2} \quad (27)$$

4. Metodologia experimental

Os ensaios para determinação do fator de redução de arrasto na presença de aditivos foram realizados utilizando-se uma bancada desenvolvida no Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Brasília. Um desenho esquemático da montagem experimental é mostrado na Fig. (4).

A seção I, utilizada para realizar visualizações do escoamento, consiste de um duto de acrílico com 2000 mm de comprimento, 40 mm de diâmetro interno e 50 mm de diâmetro externo. A seção II, utilizada para medir a perda de carga do escoamento, consiste de um duto de PVC com 2250 mm de comprimento, diâmetro interno de 28 mm e 32 mm de diâmetro externo.

Para circular água pura e uma solução polimérica foi empregada uma bomba centrífuga, marca Schneider, de 3 cv de potência, rotor aberto com diâmetro de 145 mm, altura manométrica mínima de 24 mCA e máxima 43 mCA (sendo mCA metros de coluna de água) no qual proporcionou uma vazão máxima de $15 \text{ m}^3/\text{h}$. A canalização usada na sucção é de 50,8 mm e a de recalque de 63,5 mm. A vazão nas seções de teste é controlada por meio da variação da rotação do motor da bomba com um inversor de frequência marca Siemens com alimentação trifásica em 380 VCA e 60 Hz, que proporciona uma saída de 0 a 380 VCA e frequência de 0 a 60 Hz. A vazão foi medida, indiretamente, utilizando-se uma balança digital marca Filizola, com resolução de 50 g, e capacidade para medir até 75 kg e um cronômetro digital de resolução de milésimo de segundos.

Para a medição da diferença de pressão nas seções de teste foi utilizado um multimanômetro de coluna de água pressurizado com resolução de 5,0 mmCA.

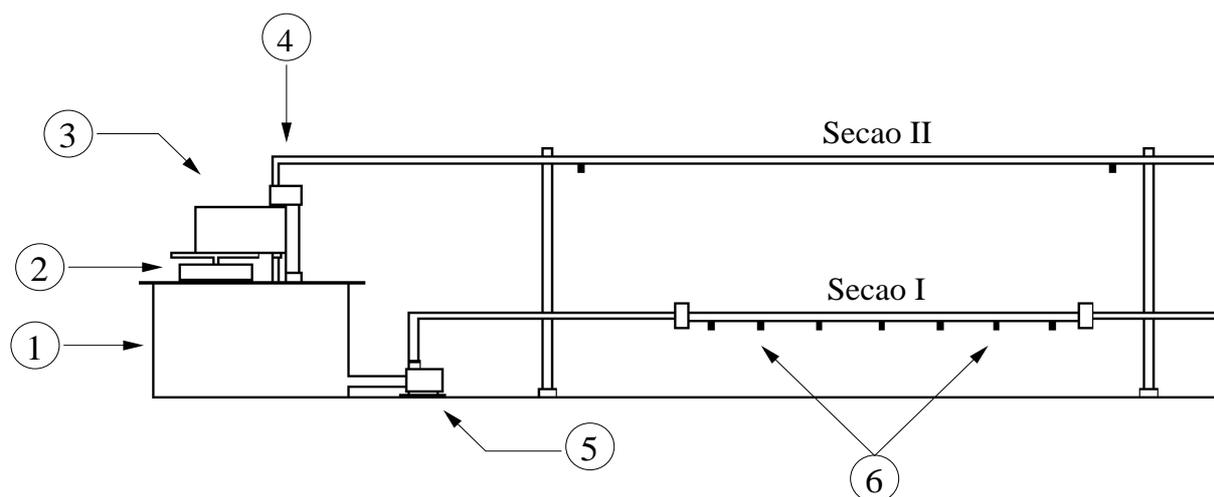


Figura 4: Desenho esquemático da bancada experimental instalada no Laboratório de Mecânica dos Fluidos do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Brasília. (1) reservatório principal; (2) balança digital; (3) reservatório secundário; (4) comutador de fluxo; (5) bomba centrífuga e (6) tomadas de pressão.

4.1. Procedimento experimental

Primeiramente foram realizados os ensaios com água pura, a fim de efetuar a calibração do aparato experimental e quantificar o fator de redução de arrasto em relação ao da água pura. Para calibrar o sistema, comparou-se os nossos dados com outros resultados experimentais disponíveis na literatura para tubos lisos. Para a realização dos ensaios, inicialmente, liga-se a bomba e espera-se o tempo necessário para a estabilização do sistema. Em cada corrida experimental mede-se a diferença de pressão, com o auxílio do multimanômetro de coluna de água, entre duas tomadas distantes de 2250 mm e a massa de fluido de um determinado intervalo de tempo.

De posse desses dados e sabendo-se o diâmetro interno da seção, utiliza-se a equação de Darcy-Weisback para determinação do fator de atrito do escoamento,

$$f = \frac{\Delta p L}{\rho d U^2} \quad (28)$$

em que L e d são, respectivamente, o comprimento e o diâmetro da seção de teste, Δp é a diferença de pressão entre duas tomadas, ρ é a massa específica da água e U é a velocidade média do escoamento.

Após determinar o fator de atrito do escoamento com água pura, repete-se o experimento para avaliação do fator de fricção equivalente para diferentes concentrações de aditivos poliméricos. A redução de arrasto foi quantificada utilizando-se a seguinte equação:

$$frd\% = \left(1 - \frac{f_s}{f}\right) 100 \quad (29)$$

em que f_s é o fator de atrito da solução (água + aditivo) e f o fator de atrito para o escoamento com água pura.

4.2. Preparo das soluções poliméricas

O aditivo empregado foi uma emulsão aquosa de Poliacrilamida iônica de alto peso molecular ($10^6 g/mol$), produzido e fornecido pela Indústria Química Art-Aratrop. Essa emulsão possui uma concentração de, aproximadamente, 30% de Poliacrilamida. O processo de composição das soluções poliméricas começa com o preparo da solução primária de concentração volumétrica entre 0,1 a 0,3%. Para a obtenção dessa solução o polímero é processado entre as concentrações citadas e mantido sob agitação durante mais ou menos uma hora. Durante esse processo foram tomados certos cuidados: (i) evitou-se fortes agitações para que as cadeias poliméricas não se degradem; (ii) adicionou-se, lentamente, o polímero para que o mesmo fosse completamente dissolvido.

Para a realização dos ensaios, a solução primária foi misturada no reservatório principal da bancada na quantidade requerida até alcançar a concentração volumétrica desejada.

4.3. Reologia da emulsão

Com o objetivo de medir a viscosidade efetiva de cisalhamento μ^* em função da concentração, ϕ , e da taxa de cisalhamento, $\dot{\gamma}$, das soluções poliméricas, foi realizado um experimento em um viscosímetro de cilindros

rotativos do tipo Couette. Esse experimento consiste em se estabelecer um escoamento laminar entre dois cilindros concêntricos, um interno de raio R_1 e um externo de raio R_2 em que, $(R_2 - R_1) \ll R_2$, para garantir uma estabilidade do escoamento durante as medições. O cilindro interno gira com velocidade angular enquanto o cilindro externo permanece fixo. A tensão de cisalhamento na lâmina de fluido entre os cilindros é medida através do torque e da rotação do sistema, conforme metodologia padrão de reometria descrita por Barnes et al. (1989).

Considera-se soluções poliméricas obedecendo uma relação tensão-taxa de deformação com coeficiente de proporcionalidade $\mu^*(\phi, \dot{\gamma})$. Isto caracteriza um fluido Newtoniano generalizado cuja viscosidade depende da taxa de cisalhamento e da concentração das macromoléculas na solução. Essa relação pode ser expressa por:

$$\tau = 2\mu^*(\phi, \dot{\gamma})\mathbf{D} \quad (30)$$

em que \mathbf{D} é o tensor taxa de deformação e $\dot{\gamma} = 2\sqrt{\mathbf{D} : \mathbf{D}}$.

Para as medidas de viscosidade efetiva utilizou-se um viscosímetro da marca Brookfield, modelo Programmable DV-II + Viscometer, que permita variar a rotação (taxa de cisalhamento) do cilindro interno e determinar as medidas indiretas como a viscosidade, taxa de cisalhamento e a tensão de cisalhamento. A aquisição de dados do experimento reométrico foi feito por meio de um microcomputador da marca Dell, sendo o viscosímetro conectado a esse na saída serial.

O procedimento experimental consistiu da análise de todas as amostras das soluções usadas nos experimentos de redução do arrasto, inclusive a da água pura. Foi necessária uma amostra de 8 ml para cada corrida experimental. Durante os experimentos determinou-se: a viscosidade e a tensão cisalhante para nove rotações diferentes, sendo que, para cada rotação foram tomadas dez medidas de cada grandeza. Durante os experimentos a temperatura foi mantida constante (25°C), garantindo-se assim medidas de viscosidade sem variações associadas com a temperatura.

4.4. Tratamento dos dados experimentais

No sentido de apresentar as medidas do fator de atrito do escoamento com os seus respectivos intervalos de confiança, foi desenvolvida uma análise de incerteza dessas medidas para se estimar o erro aleatório cometido.

Para cada quantidade medida, estima-se a incerteza associada. Por meio de uma expansão de Taylor de função de várias variáveis, estabelece-se os limites de confiabilidade. Finalmente determina-se a propagação da incerteza nos resultados calculados. Conceitos bem conhecidos da literatura de métodos estatísticos como desvio padrão e média foram também usados na análise de incerteza dos nossos resultados conforme sugerido por Kline e McClintock (1953).

O fator de atrito é definido pela Eq. (28) como uma função de Δp , L , ρ , d , U . Para se determinar o intervalo associado a cada valor de vazão e velocidade média do escoamento, a medida foi repetida pelo menos três vezes para cada número de Reynolds. A incerteza da medição do comprimento e diâmetro da seção é $\Delta L = 0,5\text{mm}$ e $\Delta d = 0,025\text{mm}$, respectivamente.

Seguindo o procedimento descrito em Kline e McClintock (1953), determinou-se a expressão para o erro no fator de fricção, levando-se em conta a incerteza de todas as quantidades médias da Eq. (28):

$$\Delta f = 2 \left[\left| \frac{\Delta P \ell}{d^2 \rho U^2} \right| |\Delta d| + \left| \frac{\ell}{d \rho U^2} \right| |\Delta \Delta P| + \left| \frac{\Delta P}{d \rho U^2} \right| |\Delta \ell| + \left| \frac{\Delta P \ell}{d \rho^2 U^2} \right| |\Delta \rho| + 2 \left| \frac{\Delta P \ell}{d \rho U^3} \right| |\Delta U| \right] \quad (31)$$

A massa específica da água foi calculada com o auxílio de um Becker com uma incerteza de $\Delta V = 5\%$ e uma balança digital de resolução de 0,01 g. O valor calculado foi $\rho = 982,67\text{kg/m}^3$ e a incerteza associada a este valor foi de $\Delta \rho = 49,13\text{kg/m}^3$.

Durante todos os experimentos as propriedades termofísicas da água foram assumidas constantes na faixa de temperatura dos ensaios ($20^\circ\text{C} < T < 27^\circ\text{C}$). A viscosidade cinemática da água utilizada para o cálculo do número de Reynolds foi de $\nu = 8,93 \times 10^{-7}\text{m}^2/\text{s}$. As incertezas associadas com estes valores não foram computadas.

5. Resultados e discussões

Para um número de Reynolds de 10^4 e uma concentração de aditivos de 3%, plota-se y^+ em função de u^+ , para diferentes razões de aspecto de aditivos. A Fig. (5) mostra perfis de velocidade menos homogêneos para condições em que partículas anisotrópicas foram adicionadas ao escoamento. Isto não corresponde a uma re-laminarização do escoamento, e sim uma consequência da inibição do processo de difusão de quantidade de movimento por flutuações de velocidade do escoamento. Observa-se um confinamento de gradientes de velocidade próximo a parede mesmo para altos valores de u^+ . Esse resultado evidencia um processo de retardamento no transporte de quantidade de movimento por flutuações turbulenta, induzida pela interação dos aditivos e estruturas turbulentas nessa região.

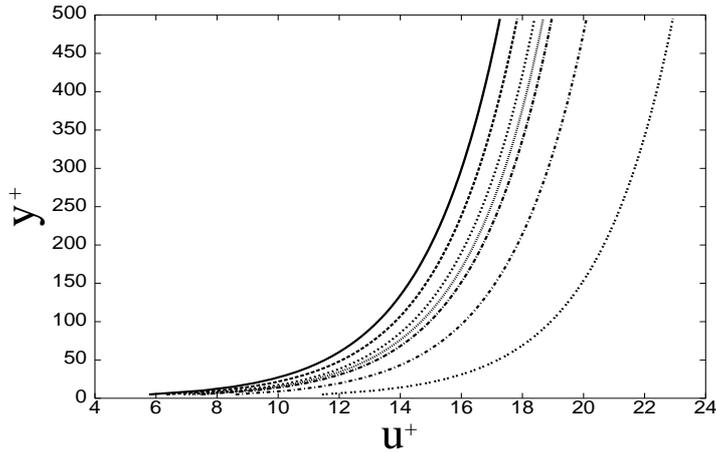


Figura 5: Perfis de velocidade adimensionais em função da distância transversal adimensional para diferentes razões de aspecto de fibras, $\phi = 3\%$, $Re = 10^4$. A linha cheia para $\phi=0$; as linhas seguintes representam $l/b = 200$, $l/b = 400$, $l/b = 500$, $l/b = 600$, $l/b = 1000$, $l/b = 2000$ respectivamente.

Verifica-se a intensificação desse efeito para maiores razões de aspecto, o que nos leva acreditar na possibilidade de que a redução do arrasto é produzida por uma resposta anisotrópica do escoamento (anisotropia de tensões) a uma anisotropia de viscosidade induzida pela elongação das macromoléculas poliméricas no escoamento.

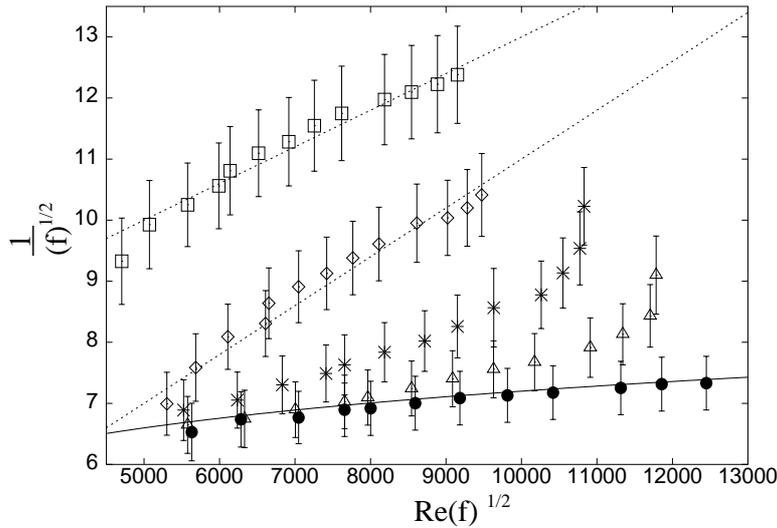


Figura 6: Fator de atrito experimental. A linha cheia representa a teoria de Kármán-Prandtl para tubos lisos; e os símbolos a seguir representam: $\bullet \phi = 0$; $\triangle \phi = 80ppm$; $\star \phi = 200ppm$; $\diamond \phi = 450ppm$; $\square \phi = 350ppm$.

Para o número de Reynolds 10^4 , a Tab. (1) mostra um sumário dos valores aproximados preditos pela extensão da lei de parede de Kármán-Prandtl o qual leva em consideração uma primeira correção do efeito dos aditivos anisotrópicos.

Na Fig. (6) mostra-se os resultados experimentais de $1/\sqrt{f}$ em função de $Re\sqrt{f}$ para várias concentrações de Poliacrilamida. Nota-se que os pontos experimentais para a água pura são ajustados com grande precisão (dentro do erro experimental) pela teoria de Kármán para tubos lisos, indicando assim, que o aparato experimental foi devidamente calibrado. Observa-se que para baixos números de Reynolds tem-se uma menor redução do arrasto, pois o escoamento não é suficiente para estirar as macromoléculas e causar uma anisotropia de tensões do escoamento. Na mesma figura nota-se que a partir de 350 ppm de Poliacrilamida tem-se um efeito contrário daquele investigado no presente trabalho, ou seja, um aumento do fator de fricção do escoamento.

Para concentrações superiores a 350 ppm de Poliacrilamida, nota-se mudanças reológicas significativas, já que a solução deixa de ser diluída e os aditivos começam interagir hidrodinamicamente com os outros. Existe um valor de concentração crítico associado a natureza de cada polímero, no qual o fator de atrito muda de comportamento em consequência do aumento da dissipação viscosa com a concentração dos aditivos de forma

Tabela 1: Resultados aproximados obtidos por meio do modelo assintótico, $O(\epsilon)$

Razão de aspecto	frd
1000	17%
2000	45%
3000	65%

pronunciada.

A Fig. (7) mostra uma comparação dos resultados experimentais com o modelo proposto na Eq. (27) de $1/\sqrt{f}$ em função da concentração de macromoléculas poliméricas adicionadas ao escoamento. Nota-se que para $C = O(1)$ e grandes razões de aspecto, como proposto anteriormente, o modelo ajusta os dados experimentais com boa precisão.

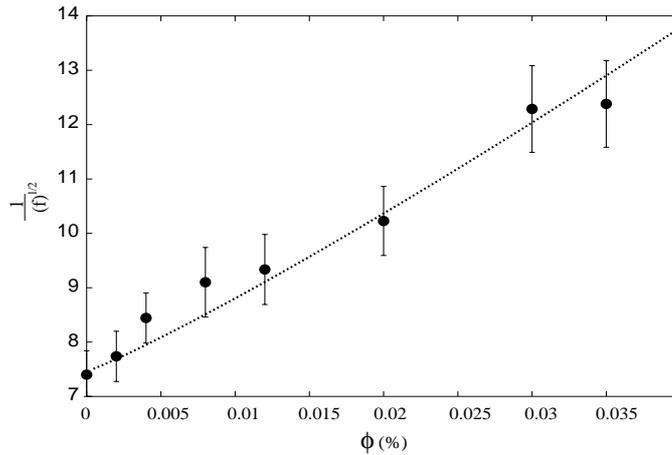


Figura 7: Comparação dos dados experimentais com o modelo teórico proposto para $Re = 10^5$. A curva refere-se ao modelo para $C = O(1)$ e $l/b = 100000$.

Na Fig. (8) observa-se o efeito da diminuição da viscosidade de cisalhamento da solução com a taxa de cisalhamento. Esse efeito típico de soluções poliméricas para concentrações acima de 350 ppm. Nessas concentrações a viscosidade de cisalhamento da solução para pequenos $\dot{\gamma}$ é cerca de três vezes maior do que a viscosidade do fluido residente, levando a um aumento do fator de fricção do escoamento.

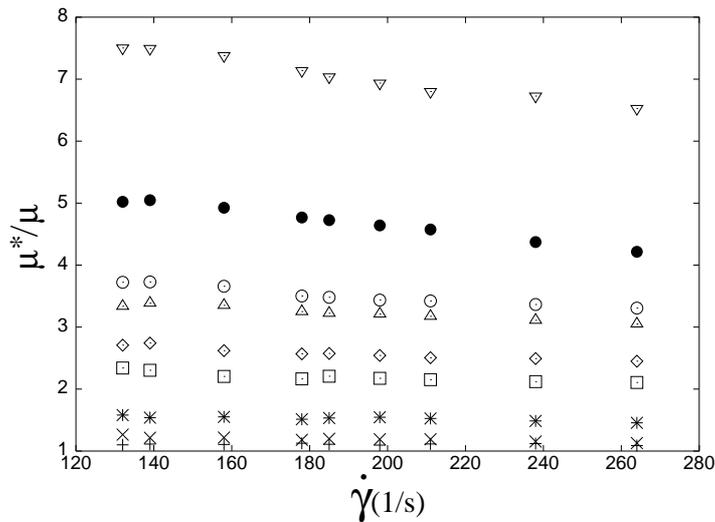


Figura 8: Viscosidade de cisalhamento efetiva adimensional da suspensão em função da taxa de cisalhamento. Os pontos a seguir representam: + $\phi = 0$, $\times \phi = 20ppm$, $\star \phi = 40ppm$, $\square \phi = 80ppm$, $\diamond \phi = 120ppm$, $\triangle \phi = 200ppm$, $\circ \phi = 300ppm$, $\bullet \phi = 350ppm$ e $\nabla \phi = 450ppm$ respectivamente.

A Fig. (9) sugere que uma concentração de até, aproximadamente, 130 ppm de Poliacrilamida as interações

hidrodinâmicas entre as macromoléculas podem ser desprezadas, implicando num comportamento linear da viscosidade com a concentração dos aditivos. Nesse caso a contribuição associada a viscosidade de cisalhamento da solução polimérica é tratado como um fluido Newtoniano equivalente de viscosidade μ^* , com uma dissipação de energia maior do que a do fluido residente, devido a presença das partículas anisotrópicas ($\mu^* > \mu$). Em baixas concentrações a contribuição de cada macromolécula se comporta isoladamente sem gerar qualquer distúrbio hidrodinâmico que influencie o movimento da outra para a suspensão como um todo. Esse efeito pode ser predito pela expressão da viscosidade de cisalhamento efetiva proposta por Einstein (1956) em que $\mu^* = \mu(1 + A\phi)$, com $A = 0,0128$. A medida que a concentração dos aditivos aumenta, o regime linear não é mais observado. Para uma faixa de concentração compreendida entre 130 e 300 ppm de Poliacrilamida a viscosidade de cisalhamento efetiva passa a ser descrita pela teoria de Batchelor & Green (1972) em que $\mu^* = \mu(1 + A\phi + B\phi^2)$, sendo $A = 0,0167$ e $B = -2,7 \times 10^{-5}$. Os valores das constantes A e B foram determinados a partir dos dados experimentais obtido no presente trabalho.

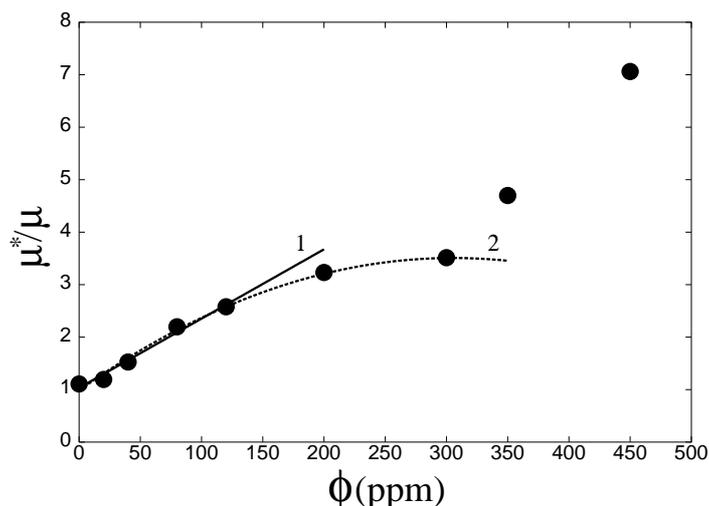


Figura 9: Viscosidade efetiva de cisalhamento adimensional em função da concentração de aditivos. A curva 1 ajusta os pontos experimentais com a Teoria de Einstein (1956), $\mu^* = \mu(1 + 0,0128\phi)$. A curva 2 refere-se a Teoria de Batchelor & Green (1972), $\mu^* = \mu(1 + 0,0167\phi - 2,7 \cdot 10^{-5}\phi^2)$.

Fisicamente, esse comportamento não-linear pode ser explicado pelas interações hidrodinâmicas entre os aditivos que causa uma mudança significativa na reologia da solução. Esse efeito chega a um valor limite ($\phi \cong 350ppm$) em que o fator de atrito começa a aumentar em contraste com o mecanismo de redução do arrasto. Parte do tensor de tensões referente à viscosidade de cisalhamento não pode mais ser tratado simplesmente como um fluido Newtoniano equivalente de viscosidade efetiva $\mu^* = \mu(\phi)$. Efeitos não Newtonianos em μ^* como *shear thinning* passa a ser relevante, mesmo em moderadas taxas de cisalhamento. Nossos resultados sugerem que para $\mu^*/\mu \sim 5$, referente a baixas taxas de cisalhamento, o efeito de dissipação viscosa começa a ser mais importante do que a contribuição da viscosidade extensional, produzindo assim um aumento do fator de atrito.

6. Conclusão

Neste trabalho foi desenvolvida uma análise assintótica para se investigar o efeito da orientação de fibras ou estiramento de macromoléculas de polímeros de alto peso molecular no fenômeno de redução de arrasto em escoamentos turbulentos. A presente análise mostrou que para pequenas concentrações de aditivos anisotrópicos, a eficiência do transporte de quantidade de movimento por flutuações turbulentas pode ser drasticamente reduzida, proporcionando redução do fator de fricção de até 65%. Os valores dos fatores de atrito estimados aqui se encontram em proporções realísticas com os dados obtidos em laboratório.

Macromoléculas de Poliacrilamida submetidas a um campo de escoamento turbulento permanecem alongadas por um tempo maior do que o tempo característico do escoamento. Isto proporciona um efeito equivalente ao de fibras longas usadas também como aditivos para reduzir o arrasto. Os resultados sugerem que para $\mu^*/\mu \sim 5$ o efeito de dissipação viscosa começa a ser mais importante que a contribuição da viscosidade extensional.

Finalmente constatou-se da teoria e experimentos desenvolvidos sobre a possibilidade da redução do arrasto em escoamento turbulentos como sendo uma consequência direta de uma resposta anisotrópica do escoamento a uma anisotropia de viscosidade induzida pela elongação de macromoléculas ou pela presença de fibras longas.

Uma extensão do modelo será proposta em um estudo posterior para se examinar o papel das interações hidrodinâmica entre aditivos (anisotropia + elasticidade) e a redução do arrasto por uma configuração de

aditivos usando-se fibras + polímeros. Um ponto também importante de se explorar é a busca de polímeros com uma vida de degradação maior.

7. Referências

- Almeida, B. B., Tavares, M. S., and Cunha, F. R., 1997, Um Estudo Introdutório sobre Redução de Arrasto em Escoamento Interno Turbulento por Aditivos, pp. 1–107, Brasília, Brasil.
- Bark, F. H., Hinch, E. J., and Landhal, M. T., 1975, Drag Reduction in Turbulent Flow due to Additives, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 68, pp. 129.
- Barnes, H. A., Huton, J. F., and Walters, K., 1989, “An Introduction to Rheology”, Elsevier.
- Batchelor, G. K., 1970, Slender-body Theory for Particle of Arbitrary Cross Section in Stokes Flow, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 44, pp. 813.
- Batchelor, G. K., 1971, The Stress Generated in a Non-Dilute Suspension of Elongated by Pure Straining motion, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 46, pp. 813.
- Batchelor, G. K. and Green, J. T., 1972, The determination of the Bulk Stress in a Suspension of Spherical Particles to Order C^2 , “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 56, pp. 401–427.
- Cunha, F. R., 1995, “Hydrodynamic Dispersion in Suspension”, PhD thesis, University of Cambridge, England.
- Einstein, A., 1956, “Investigations to Polymer Dynamics”, Dover, New York.
- Gennes, P. G., 1990, “Introduction to Polymer Dynamics”, Cambridge University Press, England.
- Gyr, A. and Bewersdorff, H. W., 1995, “Drag Reduction of Turbulent Flow by Additives”, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.
- Hinch, E. J., 1995, An Averaged-Equation Approach to Particle Interactions in a Fluid Suspension, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 83, pp. 695–720.
- Hinch, E. J. and Leal, L., 1976, Constitutive Equations in Suspension Mechanics, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 76, pp. 187–208.
- Joseph, D. D., 1990, “Fluid Dynamics of Viscoelastic Liquids”, Springer.
- Keller, R. and Hinch, E. J., 1991, Corner Flow of a Suspension of Rigid Rods, “Journal of non-Newtonian Fluid Mechanics”, Vol. 40, pp. 323.
- Kline, S. J. and McClintock, E. J., 1953, Uncertainties in Single-Sample Experiments, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 73, pp. 3–8.
- Landhal, M. T., 1972, “Drag Reduction by Polymers Additive”, Ed. E. Becher & G. R. Mikhai 100, Springli.
- Pao, R. H., 1966, “A First Course in Fluid Dynamics”, Cambridge University Press, England.
- Shaqfeh, E. S. G. and Frederickson, G. H., 1990, The Hidrodynamic Stress in a Suspension of Rods, “Journal of Physical Fluids”, Vol. 2, pp. 7–24.
- Sureshkumar, R., Beris, A., and Cohen, M. T., 1992, Observations of Fibre Orientation in Simple Shear Flow of Semi-Dilute Suspensions, “Journal of Fluid Mechanics”, Vol. 238, pp. 277.
- Toms, B. A., 1948, Some Observations of the Flow of Linear Polymer Solutions through Strait Tubes at Large Reynolds Numbers, “1st Inter. Congr. on Rheology”, Vol. 2, pp. 135.

A THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY OF THE DRAG REDUCTION PHENOMENON IN TURBULENT FLOWS

Marcelo Andreotti

Universidade de Brasília andreotti@vortex.unb.br

Francisco Ricardo da Cunha

Universidade de Brasília fcunha@unb.br

Aldo João de Sousa

Universidade de Brasília aldo@unb.br

Abstract. *In this work is developed a study about drag reduction in tubulents flow. This effect of decreasing the friction factor of the flow, can be obtained by the addition of fibers or high molecular weight polymers that cause a viscosity stress anisotropy, decreasing the efficiency of transport of momentum by turbulent flutuations. The present analysis is done based on a non-linear constitutive model which takes in to account an extra deformation rate of the flow in the direction of additive local orientation. The model is applied for developing an extension of Kármán-Prandtl friction theory with the objective of investigating the first effect of the additives on the flow. The results predict by the theoretical model were adjusted by means of experimental data, showing a reduction of 65% of the friction factor of the flow for a concentration of 350 ppm of polyacrylamide.*

Keywords: *drag reduction, polymers, fibers.*