

2.

Mecânica dos fluidos, transferência de calor e termodinâmica aplicadas a nanofluidos

2.1.

Modelo de transporte térmico em nanofluidos

2.1.1. Propriedades

Tem sido mostrado, em diversos estudos, que o comportamento de transferência de calor em nanofluidos e sua aplicação como fluidos térmicos é influenciado pelas propriedades térmicas efetivas dos mesmos. Na maior parte dos trabalhos de revisão referentes à transferência de calor em nanofluidos publicados nos últimos anos (Maïga et al, 2005; Das et al, 2006; Buongiorno, 2006; Daungthongsuk e Wongwises, 2007; Kakaç e Pramuanjaroenkij, 2009; Godson et al, 2010; Sarkar, 2011), aparece como uma das conclusões o fato de que a quantidade real de dados experimentais disponíveis na literatura relacionados às propriedades térmicas dos nanofluidos permanece surpreendentemente pequena e insuficiente. Além disso, devido à falta de concordância entre os resultados experimentais relatados por vários grupos, a maioria dos estudos não apresenta explicação física sólida para os resultados observados.

Como substâncias compostas, as propriedades dos nanofluidos dependem das propriedades tanto do fluido base quanto das nanopartículas.

A definição das principais propriedades termofísicas dos nanofluidos será discutida nos itens seguintes.

2.1.1.1.

Massa específica

Segundo o princípio físico da regra das misturas, a massa específica de nanofluido, ρ_{nf} , pode ser calculada, em função da fração volumétrica de nanopartículas, φ , como segue:

$$\rho_{nf} = (1 - \varphi)\rho_{bf} + \varphi\rho_{np} \quad (2.1)$$

Para examinar a validade da equação (2.1), Pak e Cho (1998) e Ho et al. (2010) realizaram estudos experimentais onde medem a densidade de nanofluidos alumina - água à temperatura ambiente, obtendo excelente concordância entre resultados experimentais e previsões teóricas.

2.1.1.2.

Calor específico

Assumindo que as partículas e o fluido base estejam em equilíbrio térmico, o calor específico para o nanofluido $c_{p,nf}$ pode ser calculado, a partir do princípio de conservação da energia, como segue:

$$c_{p,nf} = \frac{(1 - \varphi)(\rho c_p)_{bf} + \varphi(\rho c_p)_{np}}{\rho_{nf}} \quad (2.2)$$

Os dados experimentais de Zhou e Ni (2008) foram comparados com este modelo, obtendo-se bons resultados.

2.1.1.3.

Condutividade térmica

Maxwell (1881) foi um dos pioneiros nas pesquisas analíticas sobre a condução através de partículas em suspensão. Modelou a condutividade térmica

efetiva de uma mistura de duas fases, contendo uma fase contínua e outra descontínua e embasou seu modelo na suposição de que a fase descontínua é esférica. A condutividade efetiva da mistura foi definida por Maxwell, para baixas concentrações volumétricas de partículas, como:

$$\frac{k_{eff,Maxwell}}{k_{bf}} = \frac{k_p + 2k_{bf} + 2\varphi(k_p - k_{bf})}{k_p + 2k_{bf} - \varphi(k_p - k_{bf})} \quad (2.3)$$

A equação acima mostra que a condutividade térmica da mistura depende da fração volumétrica de partículas e das condutividades da partícula e do fluido base. Porém, outros fatores que afetam a condutividade térmica dos fluidos não estão explicitados no seu modelo. Muitos trabalhos foram desenvolvidos tendo como objetivo a extensão da equação de Maxwell, levando em consideração vários fatores influentes na condutividade. Muito embora esses modelos previram razoavelmente a condutividade para suspensões de partículas relativamente grandes, em geral não apresentam boa concordância com os resultados experimentais obtidos para nanofluidos (Yu et al, 2008).

Alguns desvios das previsões do modelo de Maxwell têm sido relatados (Buongiorno et al, 2009) como, por exemplo: um aumento não previsto da condutividade térmica com uma dependência não linear da concentração de partículas; uma dependência do incremento da condutividade térmica com o tamanho e forma das partículas e uma relação do incremento da condutividade com a temperatura dos fluidos. Para explicar estes desvios da teoria clássica aplicada a suspensões de partículas, vários mecanismos hipotéticos têm sido identificados e formulados, especificamente para os nanofluidos:

- O movimento Browniano das partículas agita o fluido, criando um efeito de microconvecção que aumenta o transporte de energia (Xuan e Li, 2003 ; Jang e Choi, 2004) ;
- Aglomerados de partículas se formam no interior do nanofluido e o calor penetra preferencialmente ao longo desses aglomerados (Kebllinski et al, 2002; Prasher et al, 2006; Wang et al, 2003) ;
- As moléculas do fluido base formam uma camada ordenada de alta condutividade térmica em torno das partículas, aumentando assim a fração volumétrica efetiva das partículas (Kebllinski et al, 2002; Yu e Choi, 2003; Eapen et al, 2007; Wu et al, 2010).

Cada uma dessas teorias foi aplicada a um conjunto limitado de dados e a confirmação experimental destes mecanismos tem sido fraca (Buongiorno et al, 2009), sendo alguns dos resultados abertamente questionados. Por enquanto, nenhuma teoria ou mecanismo consegue prever o incremento da condutividade em nanofluidos para a ampla gama de dados experimentais já obtidos; as pesquisas continuam e o tema dos mecanismos continua sendo candente nos fóruns de pesquisadores.

Por seu lado, a área experimental exibe uma ampla variedade de resultados sobre nanofluidos. Yu et al (2008) fornecem uma compilação de dados experimentais para a condutividade térmica de nanofluidos procedentes de diferentes grupos de pesquisa. No seu trabalho, analisam a influência que sobre a condutividade têm parâmetros como: concentração volumétrica de partículas, material da partícula, tamanho e forma da partícula, fluido base, temperatura, eventuais aditivos e acidez. Especificamente para a concentração volumétrica de partículas, é apresentado o efeito sobre o incremento da condutividade térmica, obtido por sete diferentes grupos experimentais para Al_2O_3 em água. Observa-se, como tendência geral, um aumento da condutividade térmica com a concentração de partículas. As concentrações volumétricas de partículas de óxido testadas são normalmente inferiores a 5%, com o objetivo de manter aumentos moderados da viscosidade e apresentam um nível típico de melhora de cerca do 30 %.

Um exercício de referência internacional para propriedades de nanofluidos foi realizado por trinta e quatro organizações de todo o mundo (Buongiorno et al, 2009). O objetivo foi comparar os dados de condutividade térmica obtidos por diferentes abordagens experimentais para amostras idênticas de vários nanofluidos. Os autores compararam seus resultados com uma equação para a razão de condutividade térmica (Nan et al, 1997), a qual generaliza a equação de Maxwell incluindo os efeitos da geometria de partícula e da resistência interfacial finita:

$$\frac{k_{eff}}{k_{bf}} = \frac{3 + \varphi [2\beta_{11}(1 - L_{11}) + \beta_{33}(1 - L_{33})]}{3 - \varphi(2\beta_{11}L_{11} + \beta_{33}L_{33})} \quad (2.4)$$

onde para partículas em forma de elipsóide com eixo principal $a_{11} = a_{22} < a_{33}$

$$L_{11} = \frac{p^2}{2(p^2 - 1)} - \frac{p}{2(p^2 - 1)^{3/2}} \cosh^{-1} p \quad (2.5)$$

$$L_{33} = 1 - 2L_{11} \quad (2.6)$$

$$p = \frac{a_{33}}{a_{11}} \quad (2.7)$$

$$\beta_{ii} = \frac{k_{ii}^c - k_{bf}}{k_{bf} + L_{ii}(k_{ii}^c - k_{bf})} \quad (2.8)$$

$$k_{ii}^c = \frac{k_p}{1 + \gamma L_{ii} \frac{k_p}{k_{bf}}} \quad (2.9)$$

$$\gamma = \frac{\left(2 + \frac{1}{p}\right) R_{bd} k_{bf}}{\frac{a_{11}}{2}} \quad (2.10)$$

e R_{bd} é a resistência interfacial térmica de Kapitza.

No caso limite para uma relação de aspecto muito alta, a teoria de Nan et al (1997) é delimitada pelos modelos de agregação linear de nanopartículas propostos por Prasher et al. (2006) e Keblinski et al. (2008). Pode se verificar que a equação (2.4) se reduz à equação (2.3), para partículas esféricas ($p = 1$) e para uma resistência interfacial térmica desprezível ($R_{bd} = 0$).

Quando comparados os dados experimentais obtidos por Buongiorno et al (2009) com os pontos calculados pela correlação (2.4), estes se mostraram de acordo com as previsões da teoria do meio efetivo para misturas bem dispersas de nanopartículas. Entretanto, a faixa dos seus dados experimentais é restrita a nanofluidos com base água e a baixas concentrações volumétricas de partículas. Pela amplitude e confiabilidade dos resultados obtidos, no presente estudo será aplicada esta correlação para modelar a condutividade térmica dos nanofluidos, limitando-se às mesmas condições nas quais foi validada.

2.1.1.4.

Viscosidade dinâmica em nanofluidos

Assim como a condutividade térmica, a viscosidade pode ter um impacto importante sobre o desempenho global de um fluido térmico. Um aumento da

viscosidade de um fluido em um trocador de calor incrementa a potência de bombeamento requerida e, portanto, reduz o benefício global de um fluido de elevada condutividade térmica, como é o caso dos nanofluidos. Apesar da sua importância, no caso da viscosidade de nanofluidos, relativamente poucos trabalhos experimentais e teóricos são relatados.

Os estudos teóricos sobre a viscosidade dos nanofluidos têm como referência principalmente o estudo apresentado por Einstein (1906) sobre a viscosidade efetiva de uma suspensão diluída de pequenas partículas. Nesse estudo, foi definida uma dependência linear entre a viscosidade efetiva, μ_{eff} , de um fluido de viscosidade μ_{bf} contendo pequenas esferas de concentração volumétrica φ como mostra a seguinte equação:

$$\mu_{eff} = (1 + 2,5\varphi)\mu_{bf} \quad (2.11)$$

A partir deste estudo inicial, vários pesquisadores apresentaram resultados baseados na extensão da teoria de Einstein em três grandes linhas de ação: i) considerando altas concentrações volumétricas, (Liu e Masliyah 1996), ii) considerando o efeito da concentração volumétrica máxima e iii) estendendo o modelo a suspensões de partículas não-esféricas. Um resumo das correlações mais importantes para modelos de viscosidade efetiva, obtidos nos últimos anos a partir de estudos teóricos, é apresentado no trabalho de Yu et al (2007).

Em geral, os dados experimentais para nanofluidos mostram a tendência de uma viscosidade efetiva maior do que as previsões teóricas. Como alternativa a esta discordância, vários pesquisadores propuseram equações para aplicações específicas, ajustando conjunto de dados experimentais, como por exemplo: Al_2O_3 em água (Maíga et al, 2004), Al_2O_3 em etileno glicol (Maíga et al, 2004) e TiO_2 em água (Tseng e Lin, 2003). Uma limitação destas equações é que, na maioria dos casos, não se reduzem à viscosidade do fluido base para baixas concentrações volumétricas e, portanto, carecem de uma base física sólida. Neste contexto, é importante ressaltar o artigo de Venerus et al (2010), o qual relata as medições de viscosidade para uma série de dispersões coloidais coletadas como parte do Exercício de Referência Internacional de Propriedades dos Nanofluidos. Os dados são apresentados para sete diferentes fluidos que incluem dispersões de nanopartículas de óxido de metal em água e em óleo sintético. Os dados provêm

de laboratórios em todo o mundo e são comparados com as previsões das teorias clássicas sobre reologia de suspensões.

Grande parte das formulações propostas têm a forma da clássica equação de Einstein, e convergem para a viscosidade do fluido base para zero concentração. Porém para analisar o comportamento da viscosidade sob condições mais amplas de temperatura e diâmetro de partículas é preciso uma correlação mais abrangente. A dependência da temperatura não aparece explicitada na maioria das equações experimentais propostas. Estas apenas apresentam uma dependência da fração volumétrica. De fato, o efeito da temperatura na viscosidade dinâmica tem sido abordado em poucos estudos sobre nanofluidos. Um de estes é o realizado por Kulkarni et al (2006) que propuseram uma equação para CuO em água, a qual leva em conta a temperatura. Também Nguyen et al. (2007) investigaram experimentalmente a influência da temperatura sobre a viscosidade dinâmica de dois nanofluidos, usando misturas de Al₂O₃ e CuO em água.

Khanafer e Vafai (2011) fornecem equações a partir do ajuste de um amplo conjunto de dados experimentais, procedentes de diferentes pesquisadores. Estas descrevem a viscosidade efetiva para nanofluidos à base de água com Al₂O₃, CuO e TiO₂, considerando simultaneamente os efeitos da concentração volumétrica, do diâmetro de partículas e da temperatura. Para Al₂O₃-H₂O a equação é:

$$\mu_{nf} = -0,4491 + \frac{28,837}{T} + 0,574\phi - 0,1634\phi^2 + 23,053\frac{\phi^2}{T^2} + 0,0132\phi^3 -$$

$$-2354,735\frac{\phi}{T^3} + 23,498\frac{\phi^2}{d_p^2} - 3,0185\frac{\phi^3}{d_p^2} \quad (2.12)$$

A faixa de validade da correlação acima compreende temperaturas do nanofluido variando de 20 a 70 °C, concentrações volumétricas de nanopartículas entre 1 e 9 % vol e diâmetros de nanopartículas entre 13 e 131 nm.

No presente estudo, para os casos analisados do nanofluido como fluido secundário em sistemas de refrigeração, a faixa de temperaturas de trabalho encontra-se abaixo da faixa de aplicabilidade da equação (2.12). Quando são levantados os gráficos em função da temperatura (Figura 1) os resultados para diferentes diâmetros e concentrações volumétricas, percebe-se que, para valores de temperatura inferiores a 20°C (fora, portanto, da faixa de validade da mesma), a viscosidade adquire valores sem qualquer significado físico. Adicionalmente,

para concentrações tendendo a zero, a correlação não reproduz a viscosidade da água.

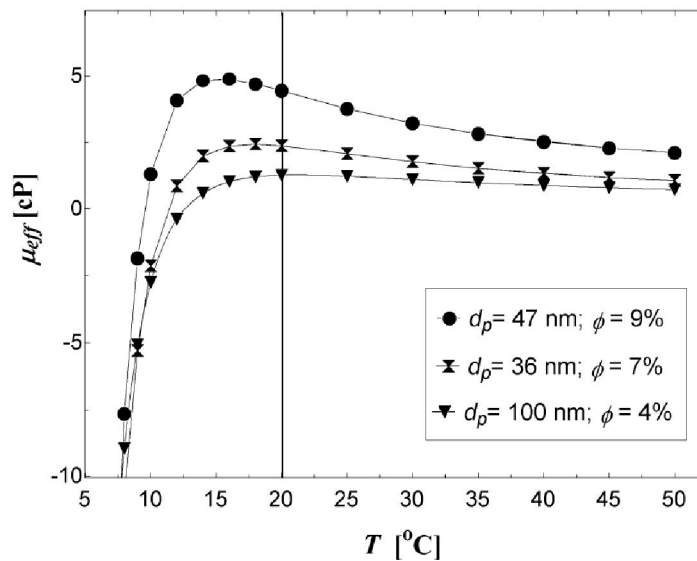


Figura. 1. Viscosidade efetiva para nanofluido Al_2O_3 – água segundo a correlação de Khanafer e Vafai (2011) $1\% \leq \phi \leq 9\%$; $20^\circ\text{C} \leq T \leq 70^\circ\text{C}$; $13\text{nm} \leq d_p \leq 131\text{nm}$

Betancourt Mena et al (2012) apresentaram a extrapolação da correlação (2.12) para além da sua faixa de validade. As correlações obtidas permitem avaliar a viscosidade de nanofluido de Al_2O_3 em água entre de 5 e 20 °C e fração de nanopartículas de volume inferior a 1%.

Dada a ausência de correlações empíricas confiáveis que possam ser aplicadas ao estudo do comportamento de nanofluidos operando abaixo da temperatura ambiente, no presente trabalho, serão usadas na simulação da viscosidade de nanofluidos as equações propostas por Betancourt Mena et al (2012): equações (2.13) e (2.14).

A equação (2.13) é válida para as seguintes faixas de aplicação: $1\% \leq \phi_p \leq 9\%$; $5^\circ\text{C} \leq T \leq 30^\circ\text{C}$; $13\text{nm} \leq d_p \leq 131\text{nm}$.

$$\begin{aligned} \mu_{nf} = & 1,47337 - 0,0320411T + 0,22515\phi + 0,00872124T\phi - 0,0865567\phi^2 \\ & + 23,498\frac{\phi^2}{d_p^2} - 0,00170763T\phi^2 + 0,0132\phi^3 - 3,0185\frac{\phi^3}{d_p^2} \end{aligned} \quad (2.13)$$

A equação (2.14) é válida para: $0\% < \phi_p < 1\%$; $5^\circ\text{C} \leq T \leq 30^\circ\text{C}$; $13\text{nm} \leq d_p \leq 131\text{nm}$.

$$\begin{aligned} \mu_{nf} = & 6,22342 \times 10^{-5} \xi_0 + 4,645250 \varphi + 7,10543 \times 10^{-15} \frac{\varphi}{d_p^2} - 3,0166 \xi_1 \varphi - 0,0874021 T \varphi \\ & - 4,50666 \varphi^2 + 23,498 \frac{\varphi^2}{d_p^2} + 3,0166 \xi_1 \varphi^2 + 0,0944157 T \varphi^2 + 1,48657 \varphi^3 \\ & - 3,0185 \frac{\varphi^3}{d_p^2} - 1,00553 \xi_1 \varphi^3 - 0,0320411 T \varphi^3 \end{aligned} \quad (2.14)$$

com:

$$\xi_0 = e^{\frac{2,08496 \times 10^8 + 1,63287 \times 10^6 T + 6379,21 T^2}{T^3}} \quad (2.15)$$

$$\xi_1 = e^{\frac{(-9,69012 + (2,38159 \times 10^{**8}) / (273 + TT)) * 3 - (1,85018 \times 10^{**6})}{(273 + TT) * 2 + 6379,21 / (273 + TT)}} \quad (2.16)$$

Recentemente, Mahbudul et al (2012) apresentaram uma compilação dos principais tópicos relacionados à viscosidade dos nanofluidos, incluindo uma análise crítica sobre os modelos teóricos e correlações presentes na literatura. No seu estudo, demonstrou-se que as investigações até agora realizadas não parecem ser suficientes para estimar qualquer padrão sobre a viscosidade dos nanofluidos, uma vez que existem várias inconsistências entre os resultados publicados. Por exemplo, alguns autores relataram comportamento newtoniano em determinados nanofluidos (Wang et al, 1999; Prasher et al, 2006; Chen et al, 2007; Yang et al, 2005, Namburu et al, 2007; Kulkarni et al, 2009) enquanto que outros observaram um comportamento oposto, não-newtoniano, (He et al, 2007; Chen et al, 2008; Phuoc et al, 2011). Alguns autores mostraram que a viscosidade relativa é independente da temperatura (Prasher et al, 2006; Chen et al, 2007) e outros (Namburu et al, 2007; Kulkarni et al, 2009) mostraram que a viscosidade dos nanofluidos diminui de forma não linear com o aumento da temperatura. Por outro lado, alguns investigadores relataram aumentos lineares da viscosidade (Prasher et al, 2006) com o aumento da concentração volumétrica, enquanto que outros mostraram tendência não linear (Nguyen et al, 2007; Chen et al, 2007; He et al, 2007, Duangthongsuk e Wongwises, 2009). Além disso, para os mesmos nanofluidos com igual concentração registraram-se aumentos diferentes da viscosidade. Existem também debates sobre o efeito do tamanho de partícula. Alguns investigadores relatam que o tamanho de partícula não tem efeito significativo sobre a viscosidade (Prasher et al, 2006), enquanto que a maior parte

dos investigadores mostrou que o tamanho de partícula e sua forma têm um efeito notável sobre a viscosidade. Embora um certo número de investigadores argumentam que a viscosidade aumenta com a diminuição do tamanho de partícula (Anoop et al, 2009), alguns expressam uma tendência inversa na alteração da viscosidade, devido ao aumento do tamanho de partícula (He et al, 2007; Nguyen et al, 2008).

No estudo de Mahbudul et al (2012), resume-se a dependência que os diferentes parâmetros característicos dos nanofluidos têm sobre a viscosidade como:

- Efeito da concentração volumétrica: relata-se um aumento da viscosidade na medida que aumenta a concentração volumétrica de partículas. Os nanofluidos apresentam comportamento newtoniano para baixas concentrações de partículas. Até a presente data, nenhum modelo é capaz de prever, com precisão, o efeito da concentração volumétrica sobre a viscosidade para todos os resultados experimentais já obtidos.

- Efeito da temperatura: de forma geral, os pesquisadores coincidem em afirmar que a viscosidade diminui com um aumento de temperatura, acompanhando a tendência do fluido base. Existem algumas correlações disponíveis para a influência da temperatura sobre a viscosidade, embora a maioria delas não seja suficientemente versátil como para adaptar-se às condições de toda a gama de resultados experimentais existentes.

- Influência do tamanho de partículas: existe um amplo debate sobre o tema e incongruência nos resultados experimentais. No entanto, pode-se concluir que o tamanho de partícula (ou melhor, a distribuição do tamanho de partícula) tem algum efeito sobre a viscosidade de nanofluidos, embora seja complexo isolar os mecanismos que contribuem para este efeito por estarem relacionados com muitos outros fenômenos. Por outro lado, a aglomeração de nanopartículas dificulta a medição do tamanho das nanopartículas e dos seus efeitos sobre a viscosidade de um nanofluido em particular.

2.1.2.

Números adimensionais

Os números adimensionais usados no presente estudo, para os nanofluidos, são definidos a seguir.

O número de Reynolds, para escoamento através de uma tubulação, é definido por:

$$\text{Re}_{nf} = \frac{\rho_{nf} u_m D_h}{\mu_{nf}} \quad (2.17)$$

e o número de Prandtl,

$$\text{Pr}_{nf} = \frac{c_{p,nf} \mu_{nf}}{k_{nf}} \quad (2.18)$$

O número de Péclet da partícula descreve o efeito da dispersão térmica causada pela microconvecção e microdifusão das partículas em suspensão (Xuan e Li, 2003). Muitos dos resultados experimentais publicados e suas correlações correspondentes são apresentados em função do número de Péclet, quando são consideradas diferenças entre o fluido base e as nanopartículas.

$$\text{Pe}_{np} = \frac{u_m d_p}{\delta_{nf}} \quad (2.19)$$

onde u_m é a velocidade média do escoamento, d_p o diâmetro da nanopartícula e δ_{nf} a difusividade térmica do nanofluido definida como:

$$\delta_{nf} = \frac{k_{nf}}{\rho_{nf} c_{p,nf}} \quad (2.20)$$

2.2.

Transferência de calor por convecção forçada em nanofluidos

Muitos dos trabalhos publicados mostram claramente que as nanopartículas suspensas aumentam o desempenho da transferência de calor do fluido base, e que os nanofluidos apresentam maiores coeficientes de transferência de calor do que seus fluidos base, para um mesmo número de Reynolds (Godson et al, 2010).

Entretanto, os dados experimentais disponíveis sobre a transferência de calor por convecção ainda são limitados e insuficientes para prever exatamente a tendência do incremento da transferência de calor.

A maioria dos escoamentos com convecção forçada podem ser caracterizados pelos números Reynolds e de Prandtl. No caso dos nanofluidos, alguns parâmetros adicionais devem ser incluídos para levar em consideração as propriedades térmicas de todos os componentes. Assim, espera-se que o coeficiente de transferência de calor de um nanofluido dependa da condutividade térmica e do calor específico do fluido base e das nanopartículas, bem como do padrão de escoamento, dos números de Reynolds e Prandtl, da temperatura, da fração volumétrica e das dimensões e forma das partículas. Xuan e Roetzel (2000) propuseram a seguinte função geral para o número de Nusselt:

$$Nu_{nf} = f \left[\text{Re}, \text{Pr}, \frac{k_{np}}{k_{bf}}, \frac{(\rho c_p)_{np}}{(\rho c_p)_{bf}}, \varphi, \text{forma da partícula, geometria do escoamento} \right] \quad (2.21)$$

2.2.1.

Investigações teóricas

Os nanofluidos são sistemas multicomponentes e podem ser tratados como um fluido homogêneo ou como uma mistura heterogênea.

No caso de uma abordagem homogênea, devido ao tamanho das nanopartículas, sugere-se que estas possam ser facilmente fluidizadas e, conseqüentemente, pode considerar-se que se comportam como um líquido monofásico. Além disso, assumindo um deslizamento insignificante entre partículas e fluido e que ambos se encontrem em equilíbrio térmico, o nanofluido pode ser considerado como um fluido monofásico convencional com propriedades físicas médias tomadas a partir das fases individuais (Pak, e Cho, 1998). As equações de transporte convencionais para fluidos puros podem, então, ser diretamente estendidas aos nanofluidos, desde que suas propriedades termofísicas sejam utilizadas na definição dos grupos adimensionais. Esta abordagem foi adotada inicialmente por Choi (1995), o qual aplicou a equação de Dittus-Boelter

para os nanofluidos e mais recentemente por Maïga et al (2004). Yang et al (2005) usaram a equação de Monrad e Pelton (1942) para fluxo turbulento em geometria anular para calcular o coeficiente de transferência de calor externo. Vajjha et al (2010) compararam seus dados com a correlação de Gnielinski, com aceitável correspondência. Não obstante, Pak e Cho (1998) publicaram dados de transferência de calor para o fluxo turbulento de nanofluidos alumina - água e titânia - água em tubos circulares os quais exibem números de Nusselt até cerca de 30% maiores do que o previsto pela correlação de Dittus-Boelter para fluido puro. Xuan e Li (2003) também relataram números de Nusselt da ordem de 30% maiores que os obtidos pela correlação de Dittus-Boelter para um escoamento turbulento de cobre - água. Segundo Godson et al (2010) , estas incoerências entre as previsões numéricas e os resultados experimentais podem ser devido ao fato que as propriedades efetivas dos nanofluidos não são conhecidas com precisão.

Para uma abordagem heterogênea (duas fases), fatores tais como a gravidade, o atrito entre as fases, a difusão browniana, a sedimentação e a dispersão devem estar incluídos no modelo de escoamento. Esta abordagem é baseada na premissa de que o incremento da transferência de calor por convecção em nanofluidos vem de dois fatores: i) a elevada condutividade térmica e ii) a dispersão das nanopartículas. Nesta abordagem, proposta para nanofluidos por Xuan e Roetzel (2000), o efeito da velocidade relativa entre fluido base e nanopartículas é tratado como uma perturbação da equação de energia, e um coeficiente empírico de dispersão é introduzido para descrever o aumento de transferência de calor. A abordagem de duas fases fornece a possibilidade de se compreender as funções de fase do fluido e das partículas sólidas no processo de transferência de calor e fornece uma descrição do campo de ambas as fases. Exige, porém, altos tempos computacionais e computadores de alto desempenho.

Kakaç e Pramuanjaroenkij (2009) resumem as publicações mais importantes sobre pesquisas teóricas em transferência de calor com convecção forçada em nanofluidos. Em resumo, estas usam tanto modelo homogêneo (Khanfer et al, 2003; Maïga et al, 2004; Koo e Kleinstreuer, 2005; Akbari e Behzadmehr, 2007 ; Heris et al, 2007) quanto modelos que consideram a diferença de velocidade entre as fases líquida e sólida (Buongiorno, 2005; Behzadmehr et al, 2007). Importante ressaltar que as duas abordagens geraram coeficientes de transferência de calor

abaixo dos obtidos pelas pesquisas experimentais (Kakaç e Pramuanjaroenkij, 2009).

2.2.2.

Correlações experimentais

Com base em dados experimentais e em estudos teóricos, a comunidade científica vem desenvolvendo correlações para o número de Nusselt em convecção forçada. Godson et al (2010) e Sarkar (2011) apresentam uma revisão crítica das correlações propostas a partir de dados experimentais para convecção forçada com nanofluidos. Em particular, Sarkar (2011) faz uma comparação entre elas. As condições principais de cada uma destas correlações aparecem resumidas na Tabela 1.

Tabela 1. Correlações experimentais de convecção forçada (adaptada de Sarkar, 2011)

<i>Autores</i>	<i>Nanofluido</i>	<i>Condições</i>	<i>Faixa de Re</i>	ϕ (%)	<i>Correlação</i>
Pak e Cho (1998)	Al ₂ O ₃ -H ₂ O TiO ₂ -H ₂ O	Turbulento, fluxo de calor constante	10 ⁴ – 10 ⁵	0,99 – 2,78	$Nu_{nf} = 0,021 Re_{nf}^{0,8} Pr_{nf}^{0,5}$
Li e Xuan (2002)	Cu - H ₂ O	Laminar, fluxo de calor constante	> 800	0,3 – 2,0	$Nu_{nf} = 0,4328(1 + 11,258\phi^{0,754} Pe_p^{0,218}) Re_{nf}^{0,333} Pr_{nf}^{0,4}$
Xuan e Li (2003)	Cu - H ₂ O	Turbulento, fluxo de calor constante			$Nu_{nf} = 0,0059(1 + 7,6286\phi^{0,6886} Pe_p^{0,001}) Re_{nf}^{0,9238} Pr_{nf}^{0,4}$
Yang et al (2005)	Grafite- óleo combustível	Laminar	5 – 110	< 2,5	$Nu_{nf} = a Re_{nf}^b Pr_{nf}^{1/3} \left(\frac{D}{L}\right)^{1/3} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b}\right)^{-0,14}$
Maïga et al (2005)	Al ₂ O ₃ -H ₂ O Al ₂ O ₃ -EG	Laminar fluxo de calor constante	< 1000	< 10	$Nu_{nf} = 0,086 Re_{nf}^{0,55} Pr_{nf}^{0,5}$ $Nu_{nf} = 0,28 Re_{nf}^{0,35} Pr_{nf}^{0,36}$
Maïga et al (2006)	Al ₂ O ₃ -H ₂ O	Turbulento, fluxo de calor constante	10 ⁴ – 5x10 ⁵	< 10	$Nu_{nf} = 0,085 Re_{nf}^{0,71} Pr_{nf}^{0,35}$

Buongiorno (2006)		Turbulento			$Nu_{nf} = \frac{\frac{f}{8}(\text{Re}_{nf} - 1000)\text{Pr}_{nf}}{1 + \delta_v^+ \left(\frac{f}{8}\right)^{1/2} (\text{Pr}_v^{2/3} - 1)}$
Daungthongsuk e Wongwises (2010)	TiO ₂ - H ₂ O	Turbulento	3 x 10 ³ – 1.8x10 ⁴	0,2 – 2,0	$Nu_{nf} = 0,074 \text{Re}_{nf}^{0,707} \text{Pr}_{nf}^{0,385} \phi^{0,074}$
Vajjha et al (2010)	Al ₂ O ₃ -H ₂ O CuO- H ₂ O SiO ₂ - H ₂ O	Turbulento, fluxo de calor constante	3 x 10 ³ – 1,6x10 ⁴	< 6 (CuO,SiO ₂) < 10 (Al ₂ O ₃)	$Nu_{nf} = 0,065(\text{Re}_{nf}^{0,65} - 60,22)(1 + 0,0169\phi^{0,15})\text{Pr}_{nf}^{0,542}$

A revisão mostra que não existe uma correlação ou forma geral que satisfaça todo o conjunto de dados experimentais obtido. Entre as correlações propostas existe um grande desvio entre os números de Nusselt obtidos, tanto em regime laminar como em regime turbulento. De acordo com Sarkar (2011), isto pode ser devido às seguintes causas: i) forte influência da propriedades das partículas nas características da transferência de calor, ii) pouca confiabilidade nos dados de viscosidade e condutividade, iii) uma falta de compreensão dos mecanismos básicos do escoamento dos nanofluidos e iv) um conjunto insuficiente de dados experimentais.

As correlações da Tabela 1, ao serem desenvolvidas a partir de um conjunto de dados e condições específicos, ficam impedidas de ser aplicadas para outras condições. Além disso, os coeficientes e expoentes propostos foram obtidos para determinadas formas de calcular as propriedades dos nanofluidos, as quais não necessariamente coincidem entre si para dados obtidos por um e outro pesquisador. Isto faz com que a extensão das correlações para condições diferentes das originais resulte pouco rigorosa. Por exemplo, a troca de calor em um circuito secundário de refrigeração pode ser considerada à temperatura de parede constante no caso do evaporador, mas não para o trocador secundário, onde a temperatura de parede e o fluxo de calor são variáveis ao longo do trocador.

As correlações próprias para descrever fluidos puros, Shah e London (1978) –para escoamento laminar–, Dittus-Boelter (Winterton, 1998), Gnielinski (1976), Monrad e Pelton (1942), entre outras, quando avaliadas com as propriedades dos nanofluidos se mostram aceitáveis para simular comportamento destes, principalmente em misturas diluídas. No entanto, para concentrações de

nanopartículas maiores que 0,4%, foram relatados diversos casos nos quais as previsões se afastam consideravelmente dos resultados experimentais.

Apesar do fato de várias pesquisas identificarem forte dependência direta entre a concentração de nanopartículas e a transferência de calor, a maioria, como mostrado na Tabela 1, não contempla explicitamente em suas correlações este importante parâmetro característico dos nanofluidos, ele está incluído implicitamente nos números de Pr e Re.

Em vista do exposto acima, as correlações de Dittus-Boelter (Winterton, 1998), para regime turbulento, e a de Shah e London (1978), para regime laminar, serão usadas como base do presente trabalho.

Correlação de Dittus-Boelter:

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^n \quad (2.22)$$

com $n = 0,33$ para o resfriamento do fluido no interior de um tubo liso e $n = 0,4$ para o aquecimento do fluido. Regime turbulento com $2500 < Re < 1,24 \times 10^5$ e $0,7 \leq Pr \leq 120$.

Correlação de Shah e London (1978), para regime laminar:

$$Nu = 1,953 \left(Re Pr \frac{D_h}{L} \right)^{1/3} \quad \text{para} \quad \left(Re Pr \frac{D_h}{L} \right) \geq 33,3 \quad (2.23)$$

$$Nu = 4,364 + 0,0722 \left(Re Pr \frac{D_h}{L} \right) \quad \text{para} \quad \left(Re Pr \frac{D_h}{L} \right) < 33,3 \quad (2.24)$$

Tem-se em conta que estas correlações marcam um limite inferior do incremento da transferência de calor usando nanofluidos.

2.3.

Queda de pressão em nanofluidos

A equação que relaciona a potência de bombeamento com a queda de pressão é dada por:

$$\dot{W} = \frac{\dot{m} \Delta P}{\rho \eta_{PUMP}} \quad (2.25)$$

onde a queda de pressão é caracterizada pelo fator de atrito que, por sua vez depende do regime de escoamento:

$$\Delta P_{nf} = f_{nf} \frac{L}{D} \frac{\rho V^2}{2} \quad (2.26)$$

Resultados experimentais (Pak e Cho, 1998; Li e Xuan, 2002; Xuan e Li, 2003) mostram que a queda de pressão em nanofluidos tem uma boa correspondência com os valores previstos a partir de correlações convencionais para seus fluidos base, tanto em regime laminar como turbulento. Isto sugere que, para além do efeito óbvio de viscosidade, a transição para a turbulência não é afetada pela presença das nanopartículas (Buongiorno, 2006). Assim, o fator de atrito das correlações convencionais pode ser usado para prever a queda de pressão.

Pak e Cho (1998) mostraram que os fatores atrito de Darcy, medidos para os fluidos dispersos com concentração volumétrica variando de 1 a 3 %, corresponderam à correlação clássica para escoamento turbulento de um fluido monofásico. Neste caso, devido ao aumento da viscosidade dos nanofluidos, houve uma penalização adicional em potência de bombeamento de cerca de 30% a uma concentração volumétrica de 3%. Li e Xuan (2002) descobriram que os fatores experimentais de atrito dos nanofluidos coincidem com os da água na queda de pressão e a utilização do nanofluido com baixa fração volumétrica incorre em quase nenhum aumento da queda de pressão. O estudo experimental por Xuan e Li (2003) deixa implícito que a correlação do coeficiente de atrito para o fluido monofásico (fluido base) pode ser estendida para os nanofluidos diluídos. Uma investigação experimental recente sobre a queda de pressão viscosa, característica de nanofluidos a base de água com alumina e zircônia em regime laminar (Rea et al, 2009), também mostrou que os seus resultados estão em boa concordância com a previsão de correlação convencional para o escoamento laminar. Desta forma, pode-se aplicar a equação de Blasius para nanofluidos escoando em regime laminar:

$$f_{nf} = \frac{64}{\text{Re}} \quad (2.27)$$

Para escoamento turbulento, Duangthongsuk e Wongwises (2010) demonstraram experimentalmente que a queda de pressão do nanofluido foi ligeiramente maior do que a do fluido base e aumentou com a concentração volumétrica de partículas e com o número de Reynolds. Porém, a equação de

Colebrook, para fluidos convencionais em regime turbulento previu razoavelmente o fator de atrito nos nanofluidos:

$$\frac{1}{\sqrt{f_{nf}}} = -2,0 \log \left(\frac{\zeta / Dt}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{f_{nf}}} \right) \quad (2.28)$$

onde ζ é a rugosidade da tubulação.

Vários pesquisadores propuseram novas correlações para ajustar seus respectivos resultados experimentais para o fator de atrito. Como exemplo destas correlações estão a de Duangthongsuk e Wongwises (2010):

$$f_{nf} = 0,961 \phi^{0,052} \text{Re}_{nf}^{-0,375} \quad (2.29)$$

e a correlação para o fator de atrito em nanofluidos de Al_2O_3 , SiO_2 e CuO foi formulada por Vajjha et al (2010):

$$f_{nf} = 0,31964 \text{Re}_{nf}^{-0,25} \left(\frac{\rho_{nf}}{\rho_w} \right)^{0,797} \left(\frac{\mu_{nf}}{\mu_w} \right)^{0,108} \quad (2.30)$$

onde ρ_w e μ_w são valores tomados à temperatura de parede, T_w .

A partir dos seus resultados, Vajjha et al (2010) concluíram que o fator de atrito aumenta com a concentração volumétrica e que a queda de pressão para a alumina aumentou quase cinco vezes com respeito à de seu fluido base, efeito que está diretamente relacionado como o aumento da viscosidade

De forma análoga ao que acontece para o coeficiente de película, a maioria dos estudos experimentais mostraram que a queda de pressão dos nanofluidos corresponde, de forma aceitável, com os valores previstos a partir de correlações convencionais para seus respectivos fluidos base, tanto em regime laminar e como em turbulento.

No presente estudo serão usadas as correlações convencionais para o fator de atrito. Em regime laminar, será usada a equação (2.27) e em regime turbulento no interior de tubos circulares, a correlação de Churchill (1977), sugerida pela ASHRAE (2005), a qual é válida para toda a faixa do número de Reynolds (ζ representa a rugosidade do tubo):

$$f = 8 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}} \right)^{12} + \frac{1}{(C_1 + C_2)^{1,5}} \right]^{1/12} \quad (2.31)$$

onde :

$$C_1 = \left[2,457 \ln \left(\frac{1}{\left(\frac{7}{Re}\right)^{0,9} + \left(0,27 \frac{\zeta}{Dt}\right)} \right) \right]^{16} \quad (2.32)$$

$$C_2 = \left(\frac{37350}{Re} \right)^{16} \quad (2.33)$$

As duas correlações para o fator de atrito, equações (2.27) e (2.31), dependem do número de Re e, portanto, das propriedades do fluido. Com o uso de nanofluidos, a viscosidade aumentaria em função da temperatura, da concentração volumétrica de partículas e do tamanho e a forma destas. A viscosidade é uma propriedade chave para avaliar a queda de pressão e, por conseguinte, a potência de bombeamento necessária para fazer circular o fluido através do circuito.

2.4

Exergia do nanofluido

De acordo com Bejan (2002), a exergia de um fluido representa quantitativamente a energia útil, ou a capacidade de realizar ou receber trabalho da variedade de correntes (de massa, calor ou trabalho) que escoam através de um volume de controle. O primeiro atributo da propriedade exergia é que ela torna possível a comparação, numa base comum, de diferentes interações energéticas (entradas e saídas de massa, trabalho e calor).

2.4.1

Exergia de uma corrente de nanofluido

A exergia associada a um fluxo constante de matéria foi definida por Kotas (1980) como sendo igual à quantidade máxima trabalho que se pode obter se o

fluxo for levado de seu estado inicial até o estado morto (equilíbrio térmico, mecânico e químico) por processos reversíveis durante os quais a corrente só interage com o ambiente. Assim, a exergia de uma corrente de matéria é uma propriedade de dois estados termodinâmicos, o estado da corrente e o estado do ambiente. Esta se divide em quatro componentes, que seriam: exergia cinética, \dot{E}_k , exergia potencial, \dot{E}_p , exergia física, \dot{E}_{ph} , e exergia química, \dot{E}_{ch} .

$$\dot{E} = \dot{E}_k + \dot{E}_p + \dot{E}_{ph} + \dot{E}_{ch} \quad (2.34)$$

Na ausência de efeitos devido ao movimento ou ao campo gravitacional, a um fluxo constante de matéria estão associadas as componentes da exergia física e química. A exergia física é o trabalho obtido por levar o sistema, mediante processos físicos reversíveis, de seu estado inicial até o estado de equilíbrio com o ambiente, isto é, à temperatura e pressão T_0 e P_0 . Por sua vez, a exergia química é definida como o trabalho que se obtém ao se levar o sistema, por meio de processos reversíveis, ao estado de equilíbrio químico com o ambiente. Ambas as componentes da exergia podem ser escritas em função das variações de entalpia e entropia que ocorrem durante o processo analisado. A seguir são definidas estas variações para o caso de nanofluidos.

2.4.1.1

Entalpia e entropia específicas de um nanofluido

Por definição, a entalpia é uma função tanto da temperatura quanto da pressão:

$$h = h(T, p) \quad (2.35)$$

Para determinar a variação de entalpia entre dois estados 1 e 2, efetua-se a integral de um processo que compreende uma isoterma (1-x) e uma isobárica (x-2), chegando-se à seguinte equação que fornece a variação de entalpia associada a uma mudança de estado.

$$h_2 - h_1 = \int_{T_x}^{T_2} c_p dT + \int_{P_1}^{P_x} \left[v - T_x \left(\frac{dv}{dT} \right)_P \right] dp \quad (2.36)$$

Para líquidos considerados incompressíveis, a entalpia é apenas uma função fraca da pressão, pelo que a segunda integral pode ser desprezada. Além disso, o calor específico pode, para pequenas variações de temperatura, ser considerado constante. Nessas condições, tem-se:

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (2.37)$$

Por sua parte, a entropia de uma substância simples pode ser definida como:

$$s = s(T, p) \quad (2.38)$$

e a variação de entropia entre os estados 1 e 2 é:

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} - \int_{P_1}^{P_2} \left(\frac{dv}{dT} \right)_P dp \quad (2.39)$$

Considerando desprezível a segunda integral e o calor específico constante, a entropia entre os estados 1 e 2 seria:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (2.40)$$

Entende-se que as hipóteses aplicadas na termodinâmica clássica para se chegar nas equações (2.37) e (2.40) também podem ser aplicadas a nanofluidos se estes forem considerados como substâncias homogêneas.

No presente estudo, o nanofluido será considerado como tendo propriedades homogêneas. Por outro lado, um nanofluido atuando em faixas de operação próximas da pressão atmosférica, apresenta variações muito pequenas da entalpia e da entropia com a pressão. Portanto, neste caso, o nanofluido pode ser analisado segundo o modelo de líquido incompressível, ou seja, o seu volume específico não varia na faixa de temperaturas de trabalho e a energia interna específica varia somente com a temperatura.

Substituindo na equação (2.37), a propriedade entalpia específica de um nanofluido pode, então, ser definida como:

$$h_{nf} = c_{p,nf} (T - T_{rf}) + h_{rf} \quad (2.41)$$

onde T_{rf} é uma temperatura de referência para a qual a entalpia específica do líquido, h_{rf} , é conhecida. No presente caso, pode ser a mesma que para o fluido base.

Para um nanofluido, a variação de entalpia é dada por:

$$\Delta h_{nf} = c_{p,nf} (T_{nf,out} - T_{nf,in}) \quad (2.42)$$

Analogamente, por substituição na equação (2.40), a entropia específica para um nanofluido se define como:

$$s_{nf} = c_p \ln \frac{T_{nf}}{T_{rf}} + s_{rf} \quad (2.43)$$

onde T_{rf} é uma temperatura absoluta de referência, para a qual a entropia do líquido, s_{rf} , é conhecida. No caso, pode ser a mesma que para o fluido base.

Para um nanofluido a variação de entropia ao longo de um processo é igual a:

$$\Delta s_{nf} = c_{p,nf} \ln \frac{T_{nf,out}}{T_{nf,in}} \quad (2.44)$$

2.4.1.2

Exergias química e física dos nanofluidos

Para um volume de controle, a exergia específica total pode ser calculada da seguinte forma:

$$e_f = (h - h_0) - T_0 (s - s_0) + \sum_{i=1}^n c_i (\gamma_i^* - \gamma_i^0) \quad (2.45)$$

onde γ é o potencial químico c é a concentração mássica da mistura.

No caso de um sistema multicomponente a exergia química deve ser considerada pois ignorá-la pode levar a resultados não realistas para a variação de exergia com a concentração. Contudo, no caso de uma corrente de nanofluido escoando num circuito fechado e trocando apenas calor, pode considerar-se que a concentração permanece constante. Sendo este o caso do nanofluido como fluido secundário em sistemas de refrigeração, embora não possa se dizer que a corrente se encontra em equilíbrio químico com o ambiente, esta não muda a composição nem a concentração ao longo do processo. Conseqüentemente, não haverá variação de exergia química. Sendo assim, o último somatório da equação (2.45) pode ser anulado, ficando a exergia da seguinte forma:

$$\dot{E} = \dot{E}_{ph} = \dot{m} [(h - h_0) - T_0 (s - s_0)] \quad (2.46)$$

Um nanofluido em um processo de troca de calor sofre variações de temperatura e pressão com relação ao ambiente, apresentando uma variação de exergia física a qual estará dada por:

$$\Delta \dot{E}_{nf} = \Delta \dot{E}_{ph} = \dot{m}_{nf} (\Delta h_{nf} - T_0 \Delta s_{nf}) \quad (2.47)$$

onde Δh_{nf} e Δs_{nf} são, respectivamente, as variações de entalpia e entropia para o nanofluido, definidas pelas equações (2.42) e (2.44). A variação de exergia do nanofluido seria:

$$\Delta \dot{E}_{nf} = \dot{m}_{nf} c_{P_{nf}} \left[(T_{nf,out} - T_{nf,in}) - T_0 \ln \frac{T_{nf,out}}{T_{nf,in}} \right] \quad (2.48)$$

onde o calor específico do nanofluido, $c_{P_{nf}}$, foi definido previamente na equação (2.2) como sendo função, entre outras propriedades, da concentração volumétrica de partículas.

2.5

Nanofluidos em trocadores de calor

Na literatura aberta aparecem apenas uns poucos trabalhos que abordam o uso de nanofluidos em trocadores de calor com geometrias específicas. Vários estudos experimentais coincidem na conclusão de que os nanofluidos aumentam a taxa de transferência de calor nos trocadores de calor, quando comparados com seus respectivos fluidos base (Pantzali et al ,2009; Farajollahi et al, 2010; Fard et al, 2011 e Zamzamian et al 2011). As configurações estudadas são trocador de placas (Pantzali et al, 2009; Zamzamian et al 2011), casco e tubo (Farajollahi et al, 2010) e tubo duplo (Zamzamian et al 2011). Na análise dos mesmos não se apresentam correlações específicas do número de Nusselt para a operação com nanofluidos, procedendo à comparação dos fluidos base com as correlações tradicionais. As tendências dos resultados também coincidem quanto ao aumento da queda de pressão, quando o nanofluido é usado. Farajollahi et al (2010) chegaram a determinar experimentalmente para cada nanofluido (Al_2O_3 e TiO em água) uma concentração ótima para a qual o coeficiente de película é máximo.

Zamzamian et al (2011) relataram um aumento dos coeficientes de transferência de calor com a temperatura e a concentração, para dois nanofluidos diferentes com base de etilenoglicol.

No presente trabalho será realizada a simulação do sistema indireto de refrigeração com parâmetros concentrados de trocadores de calor de tubo duplo.