

4 Resfriamento de Óleo

Para analisar o tempo de resfriamento e o fluxo de calor através das paredes do duto, considerou-se que inicialmente há um fluido quente escoando no interior da tubulação, em regime permanente. Por algum motivo operacional o escoamento teve que ser interrompido, fechando a válvula na extremidade do duto. A partir desse instante o fluido perde calor para o ambiente marinho. Investigaram-se tempos de resfriamento, coeficiente de transferência de calor por convecção, fluxos de calor assim como parâmetros adimensionais necessários para um melhor entendimento do processo.

A presente análise consiste na simulação de um óleo, escoando no interior de um duto de aço, do tipo 12 in – Sch 80 – API 5L X56 com isolamento de lã de vidro. A Tabela 4.1 apresenta os dados geométricos utilizados, enquanto que as propriedades termofísicas da tubulação e isolamento encontram-se na Tabela 4.2.

Tabela 4.1 Parâmetros geométricos da parede do duto

Dimensões	(mm)
raio interno do duto de aço	152,4
espessura da parede de aço	12,7
espessura de isolamento	200

Tabela 4.2 Propriedades da parede do duto

Propriedades	Aço	Lã vidro
Densidade (kg/m ³)	7850	52
Calor específico (J/kg K)	440	657
Condutividade térmica (W/m K)	60	0,38
Difusividade térmica (m ² /s)	$1,282 \times 10^{-5}$	$1,112 \times 10^{-5}$
Espessura da parede (mm)	12,7	200

Dois óleos foram selecionados, um óleo leve (Albacora) e um óleo pesado (Mersey). Inicialmente, os resultados obtidos utilizando o óleo leve são apresentados.

4.1 Óleo Leve

As propriedades utilizadas para o óleo leve são apresentadas a seguir:

- Viscosidade absoluta: $\mu_{ref} = 2,572 \times 10^{-3} \text{ kg/(ms)}$
- Condutividade térmica: $k = 0,13129 \text{ W/(mK)}$
- Massa específica de referência: $\rho_{ref} = 882,7 \text{ kg/m}^3$
- Temperatura de referência: $T_{ref} = 20 \text{ }^\circ \text{C}$
- Pressão de referência: $p_{ref} = 1 \text{ kgf/cm}^2 = 98,066 \text{ kPa}$
- Calor específico a pressão constante: $cp = 1830 \text{ J/(kgK)}$
- Coeficiente de expansão térmica: $\beta = 7,8 \times 10^{-4} \text{ 1/K}$
- Difusividade térmica: $\alpha = \kappa / (\rho cp) = 8,12 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$
- Número de Prandtl: $Pr = 36$

Como apresentado no Capítulo 3, para determinar o perfil inicial de temperatura é necessário definir qual a vazão do escoamento de regime permanente, antes do fechamento da válvula. Considerou-se a vazão do óleo em regime permanente como sendo igual a $200 \text{ m}^3/\text{h}$, o que corresponde a uma velocidade média de $0,76 \text{ m/s}$. A temperatura de mistura considerada foi $T_m = 60 \text{ }^\circ \text{C}$. Com esses dados, o número de Reynolds interno inicial é $Re_{inicial} = 7,96 \times 10^4$. Utilizando a correlação de Sieder e Tate (Incropera e DeWitt, 1998), determinou-se o coeficiente interno de transferência de calor como sendo igual à $h_{in} = 272 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$.

O coeficiente externo de troca de calor foi calculado a partir da correlação para um duto deitado em um leito marinho (Knudsen e Kates, 1958). A velocidade e temperatura da corrente marinha externa V_∞ consideradas foram $0,2 \text{ m/s}$ e $T_\infty = 5 \text{ }^\circ \text{C}$. As propriedades da água do mar são: massa específica, $\rho_\infty = 1055 \text{ kg/m}^3$, viscosidade absoluta, $\mu_\infty = 1,08 \times 10^{-3} \text{ kg/(mK)}$, condutividade térmica $k_\infty = 0,59 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$ e número de Prandtl $Pr_\infty = 8,81$. A partir dessa correlação foi calculado um coeficiente externo $h_\infty = 2000 \text{ W/m}^2\text{K}$.

Um teste de malha foi realizado para definir a malha, através de um compromisso entre precisão e tempo de processamento. Os resultados do teste de malha encontram-se no Apêndice A1, onde a malha de 4200 pontos foi selecionada, com um passo de tempo de 1 segundo.

4.1.1 Modelo 2D

Os resultados obtidos para o caso do óleo leve (Albacora), utilizando a formulação 2-D, que despreza a convecção axial, são apresentados a seguir.

A Figura 4.1 ilustra a variação da temperatura de mistura com o tempo. Percebe-se que o óleo inicialmente está a $T_m = 60$ C, que foi a condição inicial dada no problema, chegando a $T_m = 23$ C após 17,7 horas. Na mesma figura, foi traçada a variação da temperatura média na região do óleo para o caso em que só existe condução de calor no óleo. Observa-se claramente, que a presença da convecção natural, induzida pela diferença de temperatura do fluido na seção transversal, aumenta a taxa de transferência de calor. Como resultado o fluido esfria mais rapidamente.

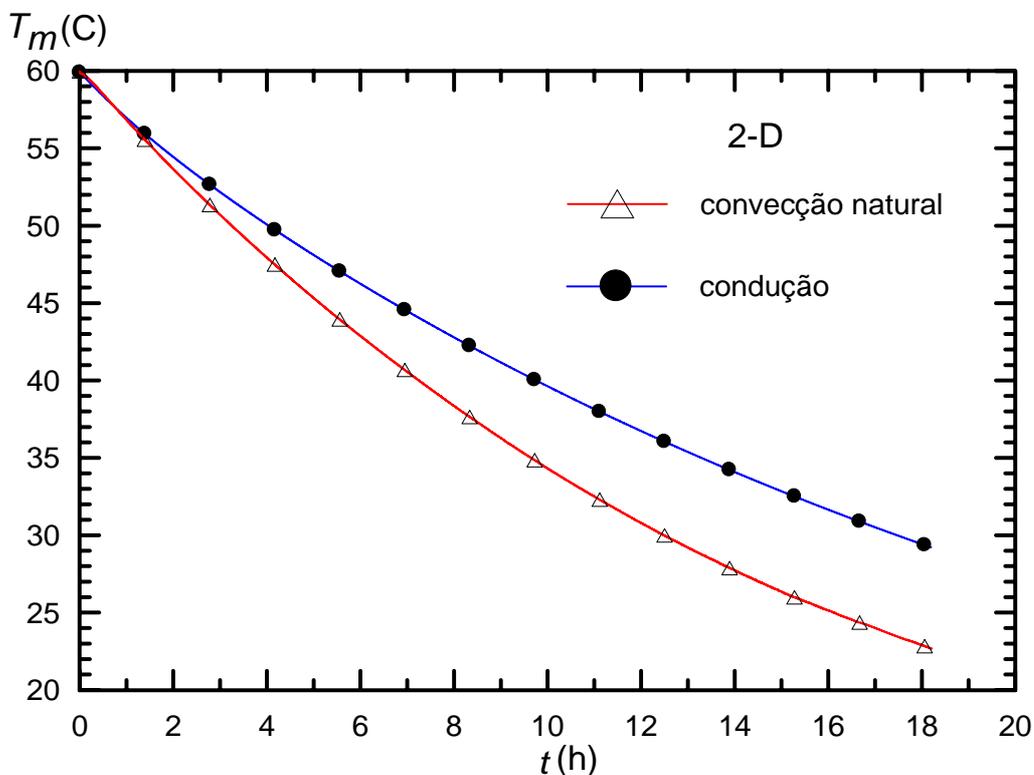


Figura 4.1 – Variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo

A Figura 4.2 apresenta as isotermas uniformemente espaçadas na seção transversal do duto, para três instantes de tempo: $t = 2 h$, $8 h$ e $14 h$. Pode-se observar que em $t = 2 h$ (Fig. 4.2a) o óleo ainda encontra-se com temperatura próxima a temperatura inicial. Como foi mostrado na Fig. 4.1, com o passar do tempo, o óleo vai se resfriando, tendendo a temperatura ambiente. Observa-se que a temperatura do óleo é aproximadamente uniforme, sendo aproximadamente igual a 53 C, 38 C e 26 C, igual à temperatura de mistura observada na Fig. 4.1, para os instantes de tempo iguais a 2 h, 8 h, e 14 h, respectivamente.

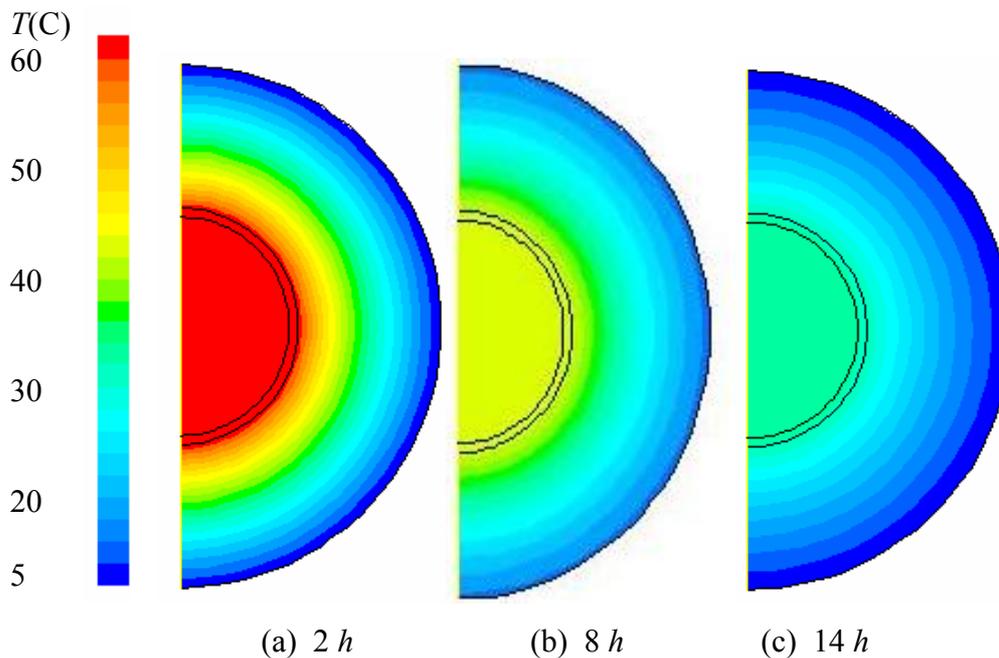


Figura 4.2 – Isolinhas de temperatura para diferentes instantes de tempo.

A Figura 4.3 mostra a variação de temperatura para diferentes instantes de tempo ao longo da linha de simetria, coordenada y . Como já comentado, a temperatura do fluido é aproximadamente uniforme, assim como a temperatura na camada de aço (com valor inferior ao fluido). Um gradiente acentuado pode ser observado na camada de isolante, o qual diminui à medida que o tempo passa, quando toda a estrutura busca equilíbrio com a água do mar.

Apesar da temperatura do óleo ser aproximadamente uniforme, existe uma pequena diferença de temperatura na seção transversal, a qual induz a convecção natural. Esta diferença de temperatura pode ser visualizada na Fig. 4.4, correspondente aos mesmos três instantes de tempo, utilizadas na Fig. 4.2, porém utilizando escalas diferentes de temperatura.

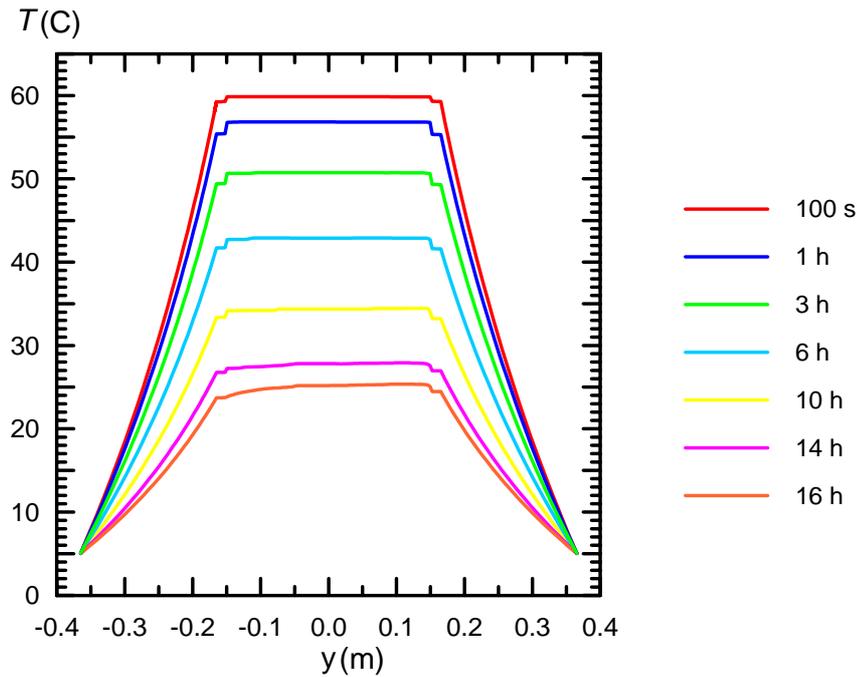


Figura 4.3 – Resfriamento no óleo, aço e isolante ao longo da linha de simetria

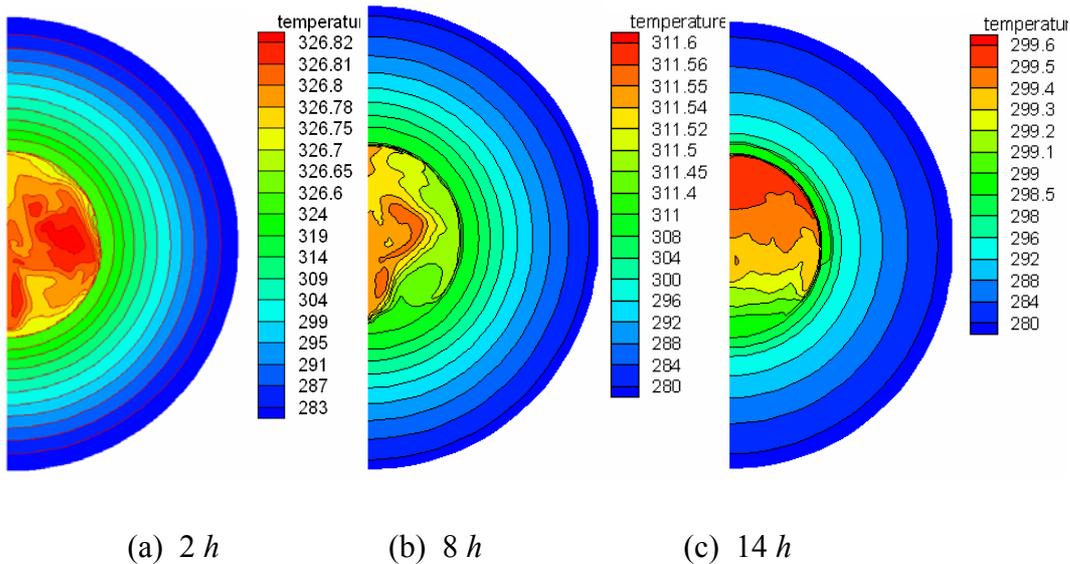


Figura 4.4 – Isolínhas de temperatura (em K) para diferentes instantes de tempo.

Ainda para auxiliar na visualização do gradiente de temperatura no óleo, o qual induz a recirculação na seção transversal, apresenta-se na Fig. 4.5, o perfil de temperatura ao longo da linha de simetria somente para o óleo, onde se pode observar, que apesar de pequena, existe uma diferença de temperatura, a qual é responsável pelo aumento da troca de calor como apresentado.

A Figura 4.6 apresenta a variação angular da temperatura na parede interna do duto, ocasionada pelo movimento do fluido na seção transversal, devido à convecção natural. Novamente, a variação é muito pequena. Isto pode em parte

ser explicado pelo fato de ter sido considerado um coeficiente externo de transferência de calor uniforme. Na simulação realizada, a tubulação encontra-se apoiada no fundo do mar, e o coeficiente de transferência de calor externo não deveria ser uniforme.

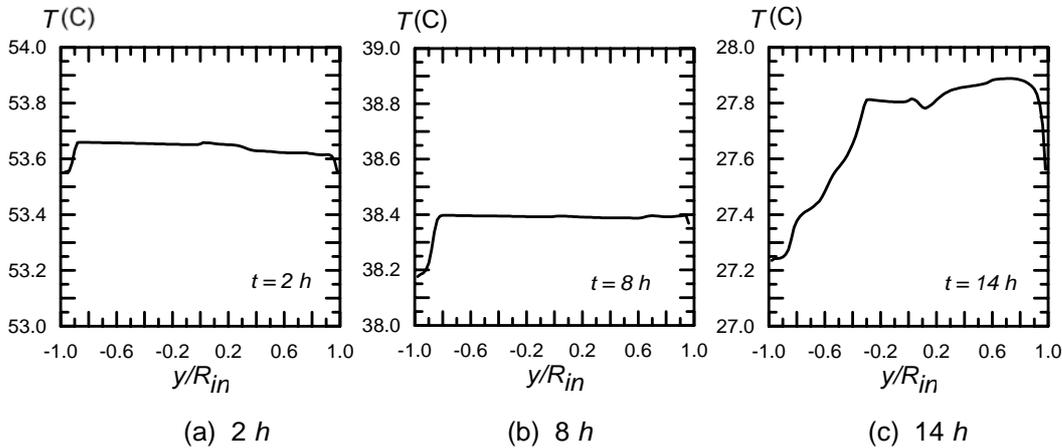


Figura 4.5 – Resfriamento no óleo ao longo da linha de simetria para $t=2h$, $t=8h$ e $t=14h$

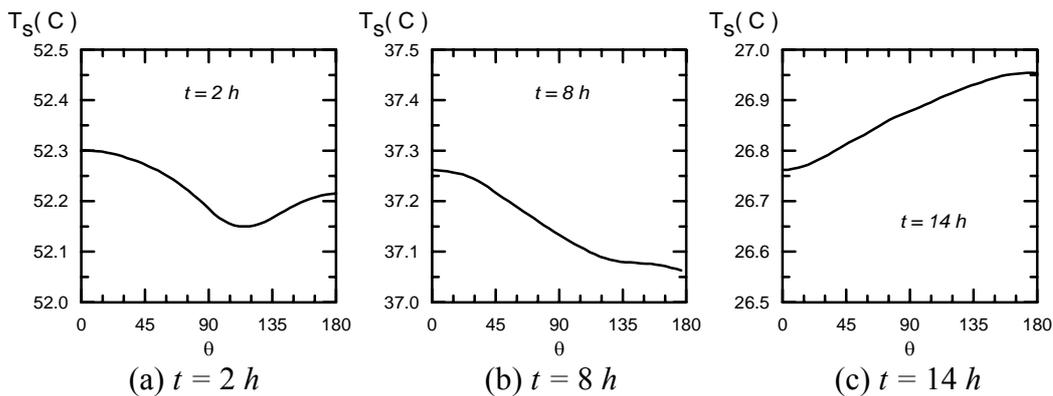


Figura 4.6 – Variação angular da temperatura da parede interna, para diferentes instantes de tempo.

A influência do gradiente de temperatura no campo de velocidade pode ser melhor visualizada na Fig. 4.7, que ilustra os contornos das linhas de corrente para seis instantes de tempo diferentes, após o início do resfriamento, permitindo observar a recirculação do fluido no interior do duto. Os mesmos níveis de isolinhas foram selecionados nos seis casos.

As linhas de corrente ψ são obtidas a partir do campo de velocidade integrando as seguintes expressões

$$\rho u_r = \frac{\partial \psi}{r \partial \theta} = u_x \cos \theta + u_y \sin \theta \quad ; \quad \rho u_\theta = \frac{\partial \psi}{\partial r} = -u_x \sin \theta + u_y \cos \theta \quad (4.1)$$

Pode-se observar na Fig. 4.7, que o fluido quente sobe a partir do centro e desce a partir da periferia do duto, ocorrendo assim a recirculação. Esse deslocamento é caracterizado pela diferença de densidade entre o fluido quente e o fluido resfriado. Observa-se ainda a presença de múltiplas recirculações que desaparecem à medida que a tempo passa. Pode-se observar na Fig. 4.7f que as velocidades para $t = 14 h$ já são muito baixas indicando que a convecção natural está influenciando muito pouco o processo de resfriamento.

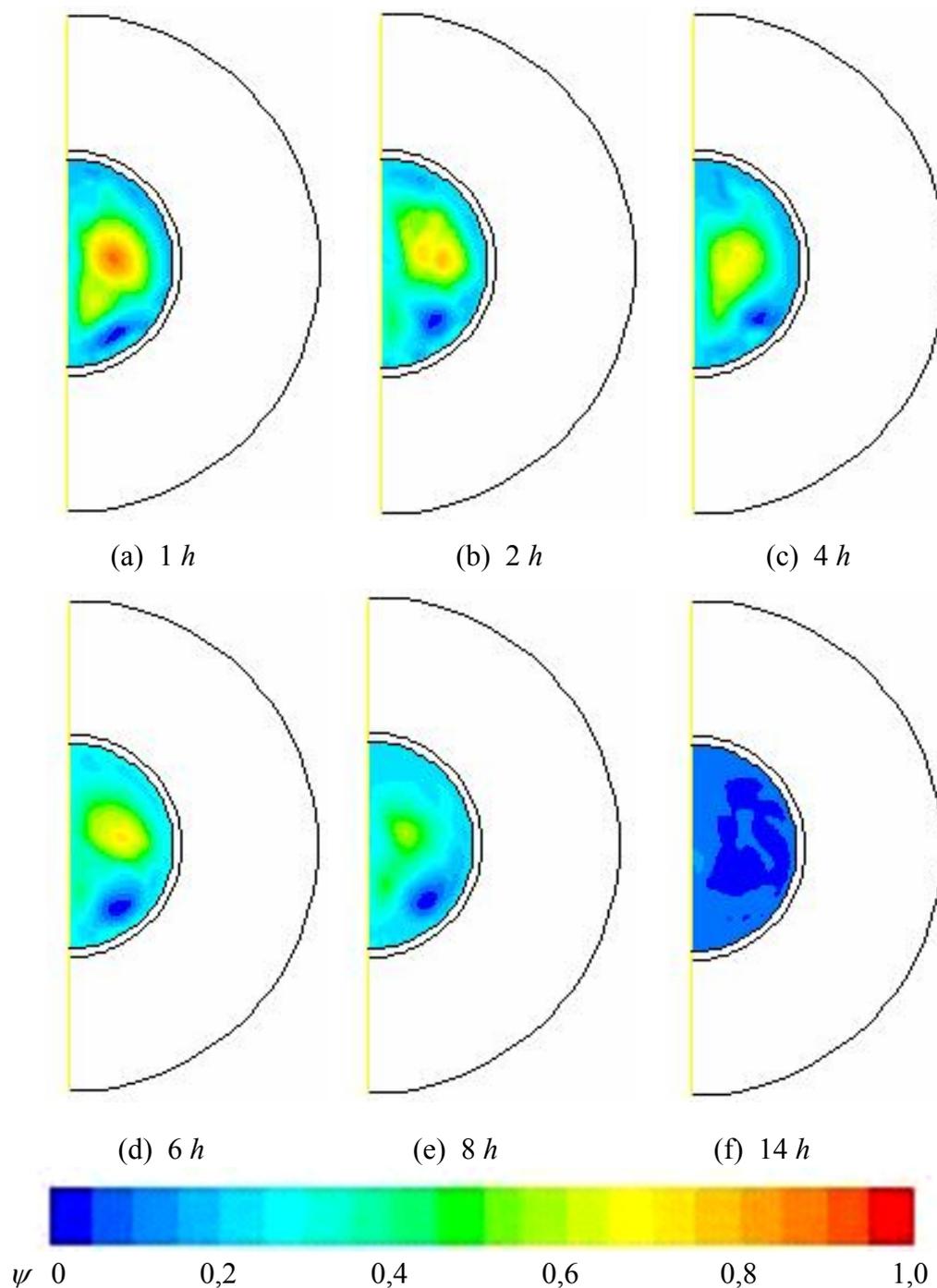


Figura 4.7 – Contornos das linhas de corrente para diferentes instantes de tempo

A redução de velocidade observada na Fig. 4.7f, pode ser entendida visualizando a Fig. 4.8 onde a variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura T_m e a temperatura da superfície interna do aço T_s é apresentada. Para $t = 14 h$, esta diferença de temperatura já é muito pequena.

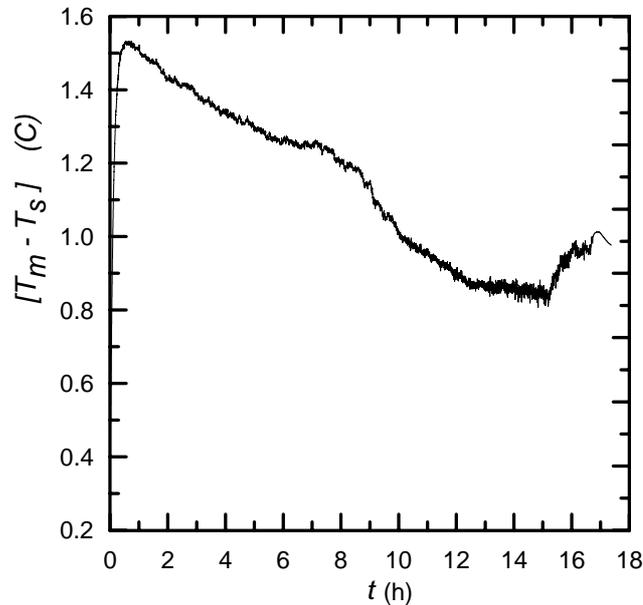


Figura 4.8 – Variação temporal da diferença entre a temperatura de mistura do óleo leve e da parede do aço

A Figura 4.9 apresenta a variação angular do fluxo de calor q'' na parede interna do duto para diferentes instantes de tempo. Pode-se observar uma variação maior no fluxo de calor no início do resfriamento ($t = 2$ horas). Com o passar do tempo, a variação angular do fluxo de calor na parede interna diminui. Isto pode ser explicado pela recirculação maior no interior do duto no início do processo, que pode ser visualizado nos contornos das linhas de corrente na Fig. 4.7.

A Figura 4.10 apresenta a variação com o tempo da taxa de transferência de calor $\overline{Q} = \overline{q''} A_s$, em cada camada do tubo. Pode-se observar uma variação brusca na transferência de calor entre o fluido e o duto no começo do processo. A variação brusca está associada à variação do coeficiente de transferência de calor interno, devido à redução da velocidade a zero e também pela diferença entre a temperatura de mistura do fluido e a temperatura da parede nos instantes iniciais do resfriamento. O complexo campo de velocidade formado induzido pela diferença de densidade causa oscilações do fluxo de calor na parede interna do duto de aço.

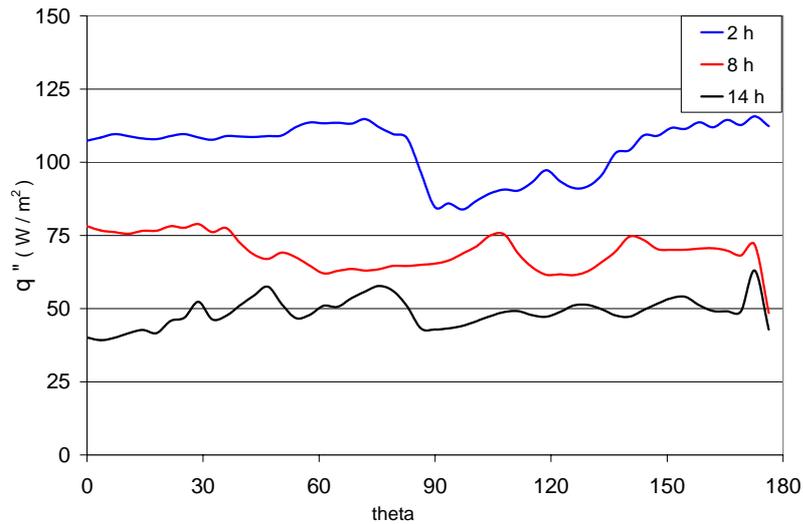


Figura 4.9 – Variação angular do fluxo de calor na parede interna, para diferentes instantes de tempo

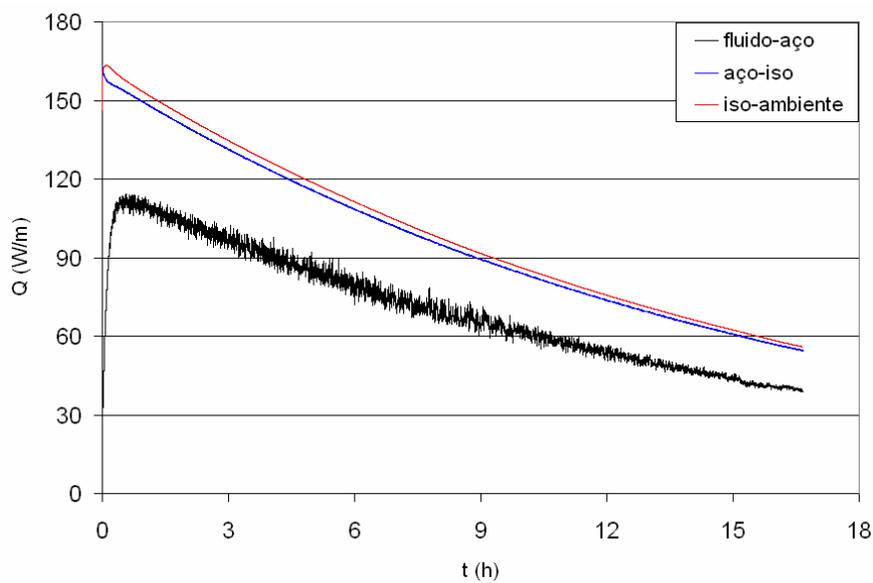


Figura 4.10 - Taxa de Transferência de calor por unidade de comprimento para o óleo leve

A diferença entre as taxas de transferência de calor entre cada uma das camadas da tubulação está diretamente relacionada com a energia armazenada nas respectivas camadas (duto e isolante).

$$\frac{\partial E_{st}}{\partial t} = Q_{entra} - Q_{sai}, \quad \frac{\partial E_{st}}{\partial t} = \rho_{s,i} c_{p_{s,i}} \nabla \frac{\partial T_{s,i}}{\partial t} \quad (4.2)$$

sendo os fluxos obtidos a partir de

$$Q = -k_{s,i} A \frac{\partial T_{s,i}}{\partial r} \quad (4.3)$$

Como o fluido está esfriando, o fluxo que sai é maior do que o que entra em uma determinada camada. A variação da energia armazenada depende do volume e da taxa de variação da temperatura.

É muito comum na prática, desprezar a energia armazenada nas camadas da tubulação. No entanto, ao desprezar o termo $\partial E_{st} / \partial t$ para modelar a perda de calor para o ambiente, o calor que entra em uma camada é igual ao que sai.

Observa-se na Fig. 4.10 que as taxas de transferência de calor na interface aço - isolamento e isolamento-ambiente são muito próximas, enquanto que uma grande diferença nas taxas de transferência de calor pode ser observada entre a parede interna e externa do duto, indicando que a energia armazenada na parede de aço é significativa, apesar de sua pequena espessura.

Para avaliar a influência da energia armazenada nas paredes do duto, determinou-se o campo de temperatura do óleo, considerando a convecção natural no óleo, porém desprezando a energia armazenada nas camadas da parede do duto, isto é, desprezando a capacidade térmica da parede. Neste caso, determinou-se o campo de temperatura somente no óleo, sendo a condição de contorno imposta na parede interna do duto igual a

$$-k \frac{\partial T}{\partial r} = U_w (T_s - T_\infty) \quad (4.4)$$

A resistência térmica da parede $1/(U_w A_i)$ depende da resistência à condução de cada camada do revestimento Res_j e da resistência térmica externa entre a superfície externa do isolamento e o ambiente externo, $1/(h_\infty A_o)$, logo:

$$U_w = \left[A_i \sum_{j=1}^N Res_j + \frac{A_i}{h_\infty A_o} \right]^{-1} \quad (4.5)$$

onde: Res_j são as resistências térmicas equivalentes da parede do tubo, das camadas de isolante que compõem a parede da tubulação, definidas da seguinte maneira:

$$A_i \operatorname{Res}_j = \frac{D}{2 k_{s,j}} \ln \left(\frac{D_{rev,j}}{D_{rev,j} - 2 e_j} \right) ; \quad D_{rev,j} = D + 2 \sum_{k=1}^j e_k \quad (4.6)$$

onde: D é o diâmetro interior da tubulação, $D_{rev,j}$ é o diâmetro exterior da camada j de revestimento do tubo, e e_j é a espessura da camada.

A Figura 4.11 apresenta a variação da temperatura média do óleo com o tempo, considerando a convecção natural no óleo, porém desprezando a energia armazenada nas camadas da parede do duto, i. e., sem capacidade térmica. Pode-se observar claramente, que a energia armazenada retarda significativamente o resfriamento. Por exemplo, o óleo leva 12,5 h para atingir a temperatura de 30 C, enquanto que os modelos que desprezam este termo prevêm somente 8,7 h para o óleo atingir esta temperatura. Como conseqüência, o isolamento das tubulações é superdimensionado. Como as tubulações são muito grandes, este desperdício trás um elevado custo adicional desnecessário,

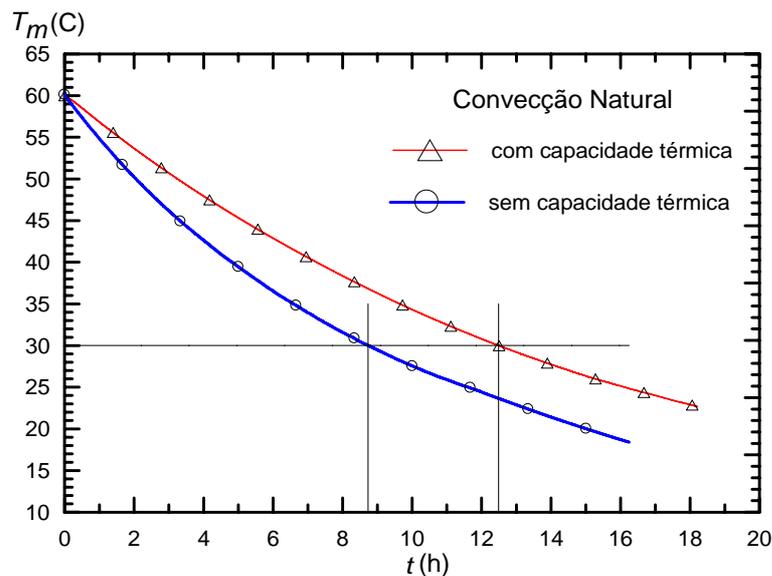


Figura 4.11 – Variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo

A variação com o tempo do fluxo de calor médio $\overline{q''}$ através da parede interna do duto, entre o duto e o isolamento e na parede externa do isolamento é apresentado na Fig. 4.12. É interessante observar que o fluxo de calor que entra na parede interna de aço é inferior ao fluxo que sai, uma vez que todo o sistema está sendo resfriado. No entanto, o fluxo de calor entre o isolante e a água do mar é inferior ao fluxo perdido pelo fluido. Isto pode ser explicado, pela pequena diferença de temperatura

entre a parede externa do isolante e a água do mar e devido ao fato que a área de troca de calor externa do isolamento é muito maior que a área de troca do duto de aço. Com o passar do tempo uma parcela de energia é armazenada na camada de aço, diminuindo assim essa diferença de temperatura. Nos valores do fluxo de calor entre o fluido e a camada interna do duto pode ser observada uma oscilação nos valores ao longo do tempo. Essa oscilação pode ser compreendida visualizando as linhas de corrente na Figura 4.7. Com o resfriamento do óleo através da convecção natural, ocorre a recirculação no fluido, alterando constantemente a velocidade nas proximidades da parede do duto.

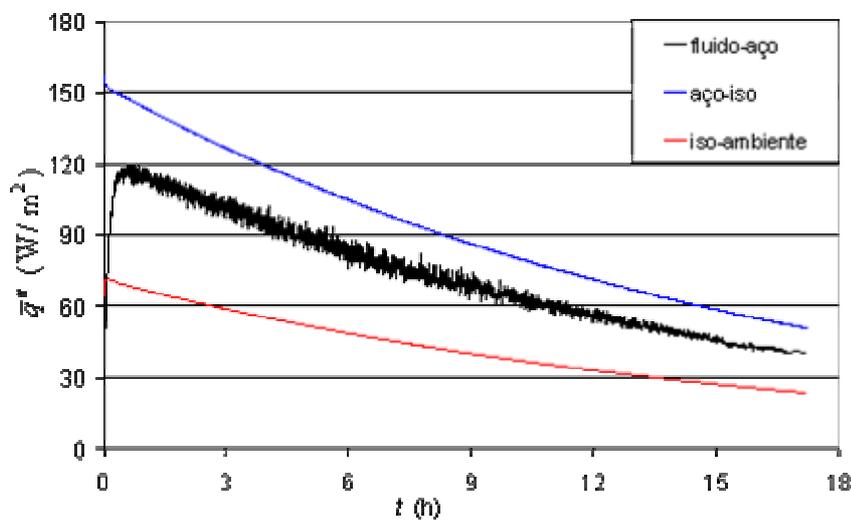


Figura 4.12 – Variação do fluxo de calor com o tempo

Com os dados do fluxo de calor na parede interna do duto, temperatura de mistura do óleo e temperatura da parede do duto, foi possível calcular o coeficiente de transferência de calor ao longo do tempo através da Eq. (3.52) e posteriormente o número de Nusselt através da Eq. (3.51), o qual é rescrito aqui como

$$\mathbf{Nu} = \frac{\overline{q''} D}{(T_m - T_s) k}, \quad (4.7)$$

A Fig. 4.13 apresenta o comportamento do Nusselt ao longo do tempo. À medida que o tempo passa, a diferença de temperatura entre o óleo e parede diminui assim como a taxa de transferência de calor, pois a intensidade da recirculação também diminui. Após aproximadamente umas 8 horas, observa-se

uma mudança do comportamento do Nusselt com o tempo, indicando que uma mudança na estrutura do escoamento deve ter ocorrido. Provavelmente, as duas recirculações vistas na Fig. 4.7e colapsam.

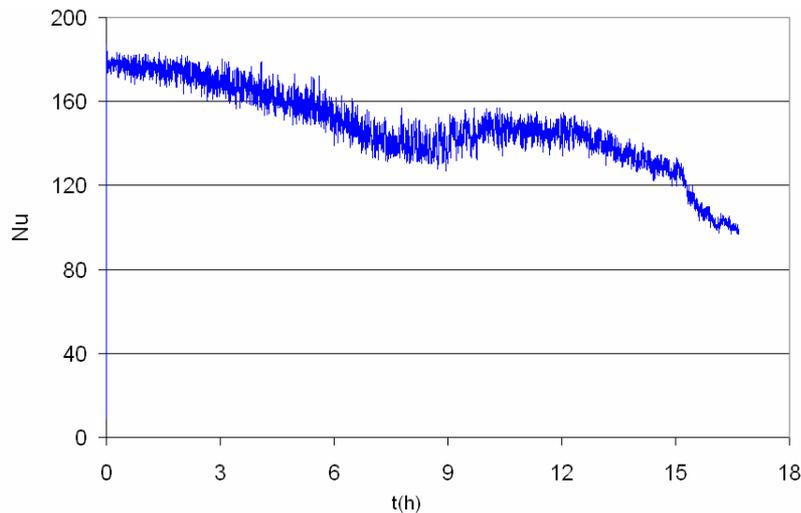


Figura 4.13 – Variação do Nusselt com o tempo

O comportamento do número de Grashof instantâneo, definido como

$$\mathbf{Gr} = \frac{\beta g (T_m - T_s) D^3}{(\mu l \rho_{ref})^2} \quad (4.8)$$

é apresentado na Fig. 4.14. Note que a variação do Grashof com o tempo é igual à variação $T_m - T_s$, apresentada na Fig. 4.8, uma vez que os dois termos diferem entre si apenas por constantes (Eq. 4.8). Percebe-se que no início do resfriamento o número de Grashof é baixo e aumenta rapidamente até aproximadamente $t = 1 h$, quando então começa a cair. No início do resfriamento, a diferença entre as temperaturas cresce, devido à diferença entre a capacidade térmica do óleo e da parede do duto. No entanto, com a queda de temperatura do óleo, a massa específica se altera, dando início ao fenômeno de convecção natural, diminuindo a diferença entre as duas temperaturas e conseqüentemente o Grashof.

Visando buscar uma correlação entre o número de Nusselt e Grashof para fornecer a um simulador unidimensional, traçou-se na Fig. 4.15 um gráfico do número de Nusselt versus o número de Grashof. Como pode ser observado, nenhuma correlação pode ser retirada a partir destes dados.

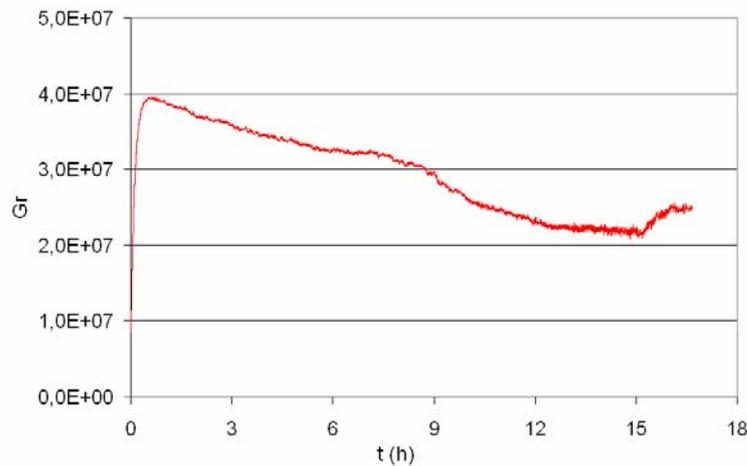


Figura 4.14 – Variação do Grashof com o tempo

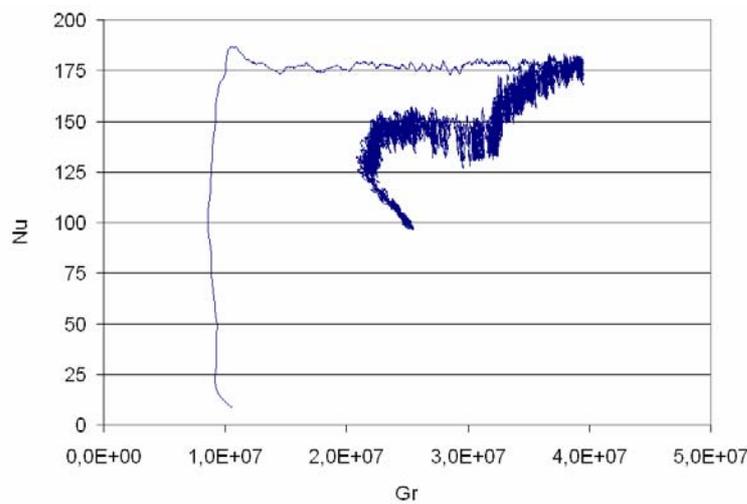


Figura 4.15 – Número de Nu versus número de Grashof

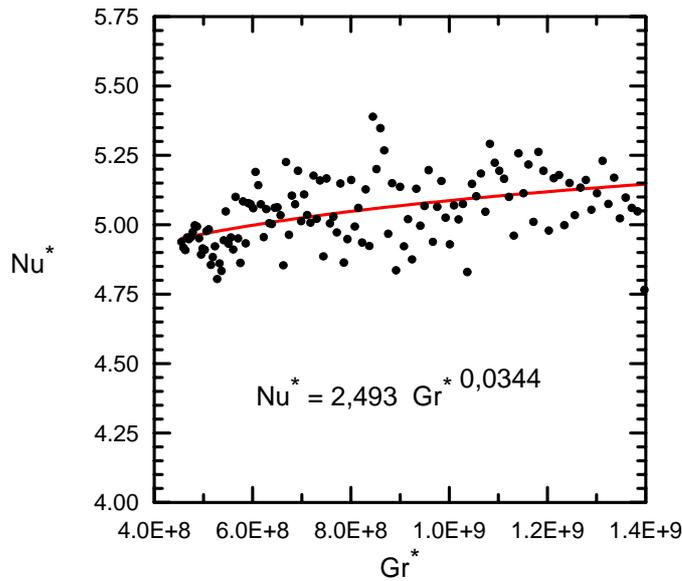
Tendo por objetivo obter algum tipo de correlação entre os dados, uma nova definição foi utilizada para o Nusselt e Grashof, utilizando a temperatura do ambiente, de acordo com

$$\mathbf{Nu}^* = \frac{\overline{q''} D}{(T_m - T_\infty) k}, \quad \mathbf{Gr}^* = \frac{\beta g (T_m - T_\infty) D^3}{(\mu l \rho_{ref})^2} \quad (4.9)$$

A Figura 4.16 ilustra a variação de \mathbf{Nu}^* versus \mathbf{Gr}^* , onde se pode observar que agora seria possível correlacionar os dados, de acordo com

$$\mathbf{Nu}^* = 2,493 \mathbf{Gr}^{*0,0344} \quad (4.10)$$

No entanto, esta correlação não é adequada para representar o fenômeno da convecção natural, pois o tipo de revestimento do duto a influenciaria.

Figura 4.16 – Número de Nu^* versus número de Gr^*

4.1.2 Modelo 2D x Modelo 1D

Nesta seção é apresentada uma comparação entre o modelo bidimensional e unidimensional para o caso do óleo leve. Para o óleo analisado foi investigados o resfriamento dos fluidos, os fluxos de calor nas interfaces do duto, o armazenamento de energia nas camadas do duto, parâmetros adimensionais, etc.

O modelo unidimensional utilizado para comparar os resultados foi desenvolvido no trabalho de Barrera (2005). As mesmas propriedades do fluido e das camadas do duto foram consideradas, assim como a temperatura ambiente e o coeficiente externo de troca de calor, e adicionalmente foi necessária a definição do comprimento do duto $L = 10.000$ m, juntamente com a definição da pressão na saída, o qual foi especificada com igual valor que a pressão de referência. Utilizou-se uma válvula com fechamento em 30 segundos. O modelo assume a velocidade e temperatura uniformes na seção transversal e considera a convecção axial. O modelo desenvolvido considera a capacidade térmica das camadas que formam a parede do duto, utilizando um modelo unidimensional radial de condução de calor, em cada seção transversal do duto.

O fator de atrito entre o óleo e a parede, assim como o fluxo de calor são determinados através de correlações empíricas que levam em consideração o regime do escoamento (laminar ou turbulento) e dependendo da relação entre o número de Grashof e número de Reynolds local, seleciona diferentes correlações

para determinar o número de Nusselt interno.

Para o cálculo do fator de atrito no caso unidimensional utilizou-se a correlação de Miller, Eq.4.11 (Fox & Mcdonald, 2001) :

$$f_0 = 0,25 \left[\log \left(\frac{e/D}{3,7} + \frac{5,74}{\mathbf{Re}^{0,9}} \right) \right]^{-2} \quad (4.11)$$

Para o caso bidimensional a correlação de Colebrook, Eq. 4.12 (Fox & Mcdonald, 2001), foi utilizada para validação, considerando o duto liso com rugosidade ε nula.

$$\frac{1}{f_{at}^{0,5}} = -2,0 \log \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51}{\mathbf{Re}_{inicial} f_{at}^{0,5}} \right) \quad (4.12)$$

Para regime laminar ($\mathbf{Re} < 2000$), o número de Nusselt é especificado correspondente à condição de contorno de temperatura constante na parede, como:

$$\mathbf{Nu} = 3,66 \quad (4.13)$$

Para o regime turbulento, ($\mathbf{Re} > 2500$), a seguinte correlação de Gnielinski (Incropera e DeWitt, 1998), é empregada:

$$\mathbf{Nu} = \mathbf{Pr} \frac{(f_{at}/8) (\mathbf{Re} - 1000)}{1 + 12,7 \sqrt{(f_{at}/8)} (\mathbf{Pr}^{2/3} - 1)} \quad (4.14)$$

para $0,5 < \mathbf{Pr} < 2000$ e $2500 < \mathbf{Re} < 5 \times 10^6$, onde f_{at} é o fator de atrito.

A correlação de Olivier (Holman, 1983) é utilizada para levar em consideração o fenômeno da convecção natural junto com a convecção forçada:

$$\mathbf{Nu} = 1,75 \left(\frac{\mu_m}{\mu_f} \right)^{0,14} \left[\mathbf{Re Pr} \frac{D}{L} + 0,0083 (\mathbf{Re Gr})^{0,75} \right]^{1/3} \quad (4.15)$$

sendo (μ_m/μ_f) razão de viscosidades entre a película junto à parede e a viscosidade do fluido, que neste caso são consideradas equivalentes devido à pequena diferença de temperaturas entre a corrente de fluido e o fluido junto à parede da tubulação; D/L é a razão entre o diâmetro da tubulação e o comprimento do mesmo. Para dutos muito longos este termo pode ser negligenciado; \mathbf{Gr} é o Numero de Grashof, definido como:

$$\mathbf{Gr} = \frac{\rho^2 g \beta (T_m - T_s) D^3}{\mu_f^2} \quad (4.16)$$

A Eq. (4.13) só é válida se $\mathbf{Gr}/\mathbf{Re}^2 > 1$, quando a convecção natural tem maior influência na transferência de calor que a convecção forçada (Holman, 1983).

Quando a velocidade do fluido tende a chegar a zero, o Nusselt limite igual a 2 correspondente a condução pura é utilizado (Pipeline Studio, 2004).

A Figura 4.17 ilustra a variação da temperatura de mistura do óleo leve ao longo do duto para o modelo unidimensional em diferentes instantes de tempo. Como pode ser observado, há uma variação axial na temperatura de mistura do óleo. Como no caso bidimensional a temperatura de inicialização foi de 60 C, para que a comparação entre os modelos fosse válida, a temperatura de inicialização no caso unidimensional foi de 69 C. Dessa forma, pode-se observar na Fig. 4.17, que a temperatura no centro do duto para o regime permanente é aproximadamente 60 C, podendo assim a partir daí, ser comparada com o caso bidimensional.

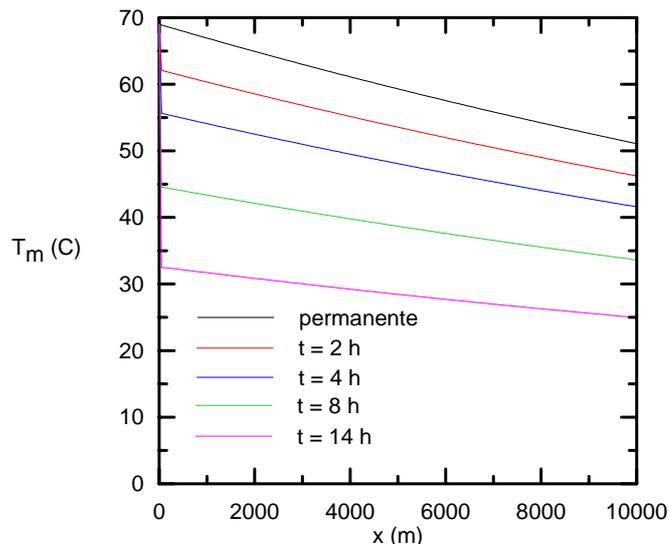


Figura 4.17 – Variação da temperatura de mistura ao longo do duto para o óleo leve.

Caso 1-D

Todas as comparações entre os modelos 2-D e 1-D foram realizadas, utilizando os dados obtidos na seção central da tubulação do caso 1-D.

A Figura 4.18 apresenta a variação da temperatura de mistura do óleo leve com o tempo para os modelos analisados. Pode-se perceber que os resultados estão bem próximos. Logo, com relação ao caso do óleo analisado, a modelagem unidimensional é suficiente para o estudo do resfriamento ao longo do tempo.

A variação do fluxo de calor através das interfaces do duto com o tempo

para os modelos uni e bidimensional é ilustrada na Fig. 4.19. Assim como no caso da temperatura média, os resultados da comparação dos dois modelos são satisfatórios. No caso do fluxo de calor através da interface óleo-aço, interface entre o fluido e a parede interna do duto, observa-se uma pequena diferença entre os modelos simulados. No modelo bidimensional para o óleo leve (Albacora), como já mencionado anteriormente, há uma pequena oscilação que se deve ao fato da grande recirculação no interior do duto. No caso do modelo unidimensional esse fenômeno não é modelado.

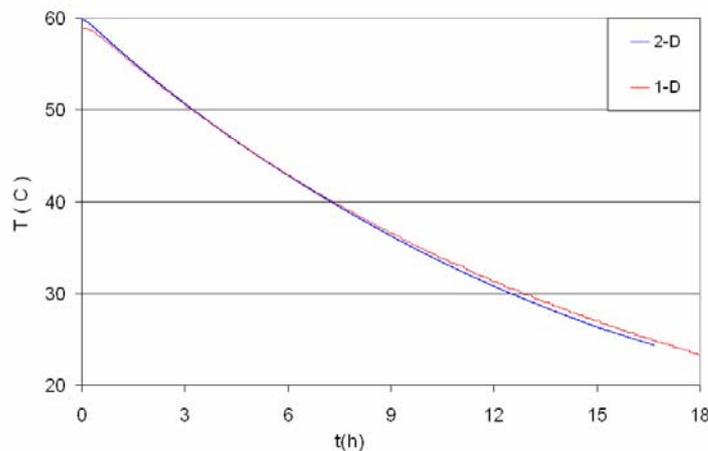


Figura 4.18 – Variação da temperatura de mistura com o tempo do óleo leve

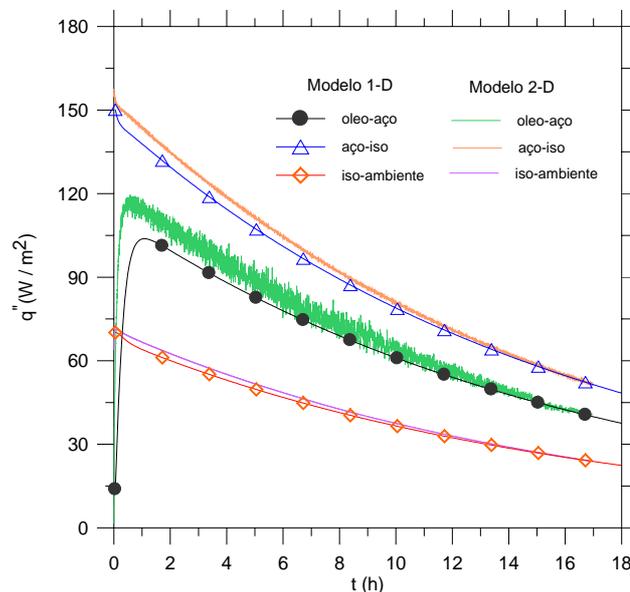


Figura 4.19 – Variação do fluxo de calor com o tempo para o óleo leve

A comparação do número de Nusselt dos dois modelos é apresentada na Fig. 4.20. Aqui é interessante observar a diferença significativa entre os valores obtidos com os dois modelos, apesar da temperatura e do fluxo de calor terem apresentado uma excelente concordância. No caso da temperatura ao longo do

tempo o erro médio foi de 1,3%, já no fluxo de calor, para interface fluido-aço, o erro médio encontrado foi 3,8%, interface aço-isolante, 2,2% e isolante-ambiente, 2,1%. Isto pode ser explicado pela importância maior das paredes do duto em relação ao fluido, pois este possui resistência menor.

O Nusselt do modelo 1D é calculado através de uma das correlações apresentadas dependendo do regime do escoamento. Porém, no caso 2D, o Nusselt é calculado indiretamente a partir do fluxo de calor e da diferença de temperatura entre o fluido e a parede interna do duto, de acordo com

$$\mathbf{Nu} = \frac{\overline{q''} D}{(T_m - T_s) k}, \quad (4.17)$$

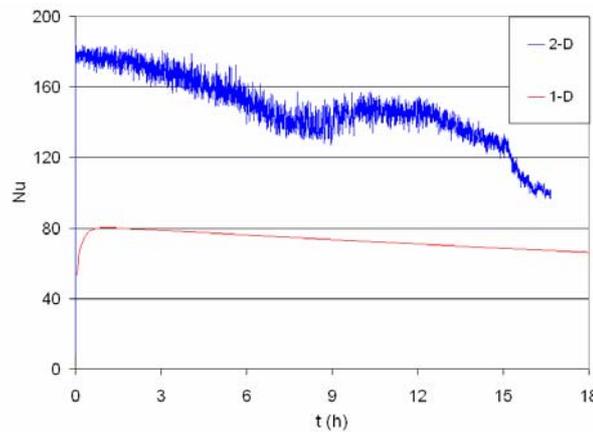


Figura 4.20 – Variação do Nusselt com o tempo para o óleo leve

Logo, uma variação no Nusselt depende da variação de todas as grandezas envolvidas na sua obtenção, i.e.,

$$d \mathbf{Nu} = \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial \overline{q''}} d \overline{q''} + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial T_m} d T_m + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial T_s} d T_s + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial D} d D + \frac{\partial \mathbf{Nu}}{\partial k} d k, \quad (4.18)$$

A incerteza no diâmetro e na condutividade térmica pode ser desprezada, já que as mesmas variáveis são utilizadas nos dois modelos. Logo,

$$d \mathbf{Nu} = \frac{D}{(T_m - T_s) k} d \overline{q''} + \frac{-\overline{q''} D}{(T_m - T_s)^2 k} d T_m + \frac{+\overline{q''} D}{(T_m - T_s)^2 k} d T_s, \quad (4.19)$$

ou

$$\frac{d \mathbf{Nu}}{\mathbf{Nu}} = \frac{d \overline{q''}}{\overline{q''}} + \frac{d T_s - d T_m}{(T_m - T_s)}, \quad (4.20)$$

Analisando a Eq. (4.18) nota-se que mesmo para pequenas diferenças no fluxo de calor e nas temperaturas, a variação no número do Nusselt depende da diferença entre a temperatura do fluido e da parede e esta diferença é sempre muito pequena, levando a uma incerteza enorme na avaliação do Nusselt.

Como resultado da comparação dos modelos 1D e 2D, pode-se concluir que apesar das correlações utilizadas no modelo 1D para determinar o número de Nusselt serem baseadas em escoamento hidrodinamicamente e termicamente desenvolvido em regime permanente, os resultados obtidos com este modelo mais simples são plenamente satisfatórios.

De acordo com a Eq. (4.14), o número de Grashof depende diretamente da diferença entre a temperatura de mistura e da parede interna da tubulação. As temperaturas de mistura, assim como as temperaturas da parede interna, obtidas com os dois modelos são muito próximas. Porém, no cálculo do número de Grashof, a diferença entre as duas temperaturas é grandemente ampliada através do coeficiente multiplicador $\rho^2 g \beta D^3 / \mu_f^2 = 1,26 \times 10^5$, como pode ser observado na Fig. 4.21, a qual apresenta a variação do Número de Grashof com o tempo para os dois modelos testados. Observa-se que os dois modelos apresentam a mesma tendência do número de Grashof com o tempo, indicando uma equivalência no comportamento do Grashof para os modelos uni e bidimensionais. Assim como na avaliação do Número de Nusselt, pequenas incertezas no cálculo das temperaturas levam a grandes incertezas na avaliação do número de Grashof, devido às pequenas diferenças de temperatura.

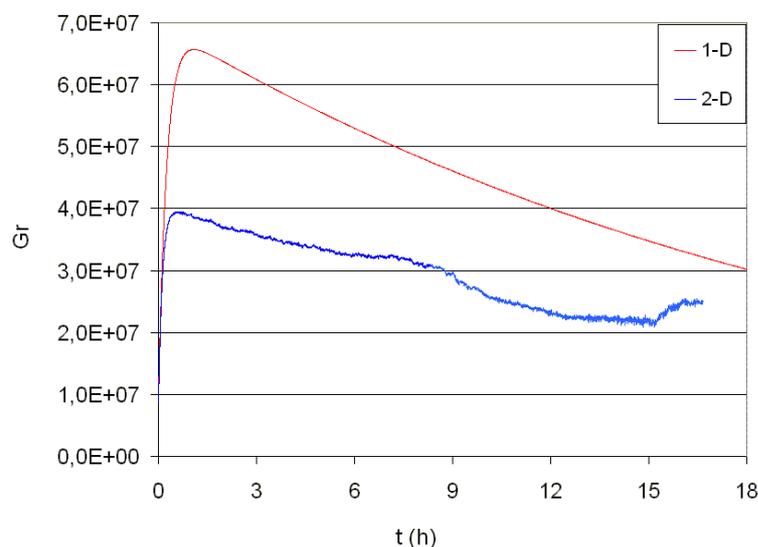


Figura 4.21 – Variação do Grashof com o tempo para o óleo leve

4.2 Comparação Óleo Leve com Óleo Pesado

A seguir será analisada a influência na taxa de resfriamento da variação das propriedades do óleo. Selecionou-se um óleo pesado, com as seguintes propriedades:

- Viscosidade absoluta: $\mu_{ref} = 0,8059 \text{ kg/(ms)}$
- Condutividade térmica: $k = 0,1217 \text{ W/(mK)}$
- Massa específica de referência: $\rho_{ref} = 952 \text{ kg/m}^3$
- Temperatura de referência: $T_{ref} = 20 \text{ }^\circ \text{C}$
- Pressão de referência: $p_{ref} = 1 \text{ kgf/cm}^2 = 98,066 \text{ kPa}$
- Calor específico a pressão constante: $cp = 1762 \text{ J/(kg K)}$
- Coeficiente de expansão térmica: $\beta = 6,7 \times 10^{-4} \text{ 1/K}$
- Difusividade térmica: $\alpha = \rho / (k cp) = 7,25 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$
- Número de Prandtl: **Pr** = 11.668

Observa-se que a única propriedade que apresenta uma diferença significativa é o número de Prandtl, devido à variação da viscosidade absoluta. Como a mesma vazão volumétrica inicial de $200 \text{ m}^3/\text{h}$ foi utilizada, o número de Reynolds inicial é menor e conseqüentemente, o coeficiente de transferência de calor inicial também. Adicionalmente, é de se esperar que devido ao valor da alta viscosidade que o escoamento axial seja levado a zero mais rapidamente, o que melhora a aproximação bi-dimensional utilizada.

A Figura 4.22 ilustra o resfriamento do óleo tanto para o caso do óleo leve quanto para o óleo pesado. Percebe-se um resfriamento mais lento no caso do óleo pesado, pois como a viscosidade é muito alta, o efeito da convecção natural é menor, i.e., as recirculações na seção transversal, são de menor intensidade, resultando em menor incremento da transferência de calor.

A Figura 4.23 apresenta uma comparação entre as linhas de corrente do óleo leve e pesado, $2h$ após o início do resfriamento, onde se observa que a intensidade da função de corrente do óleo pesado é bem menor que a do óleo leve, como esperado.

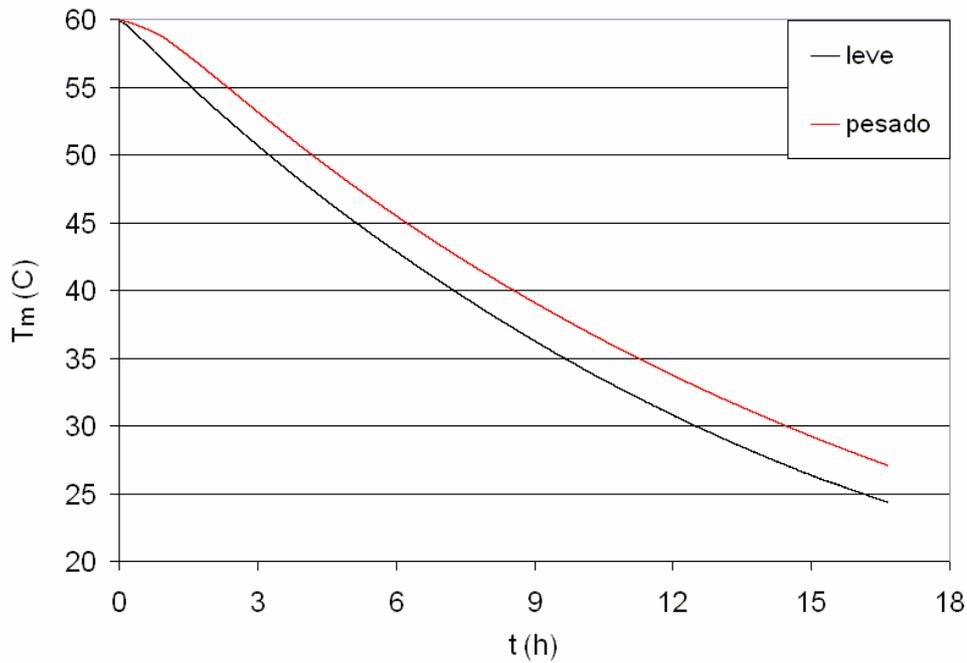


Figura 4.22 – Comparação da variação da temperatura de mistura dos óleos leve e pesado com o tempo

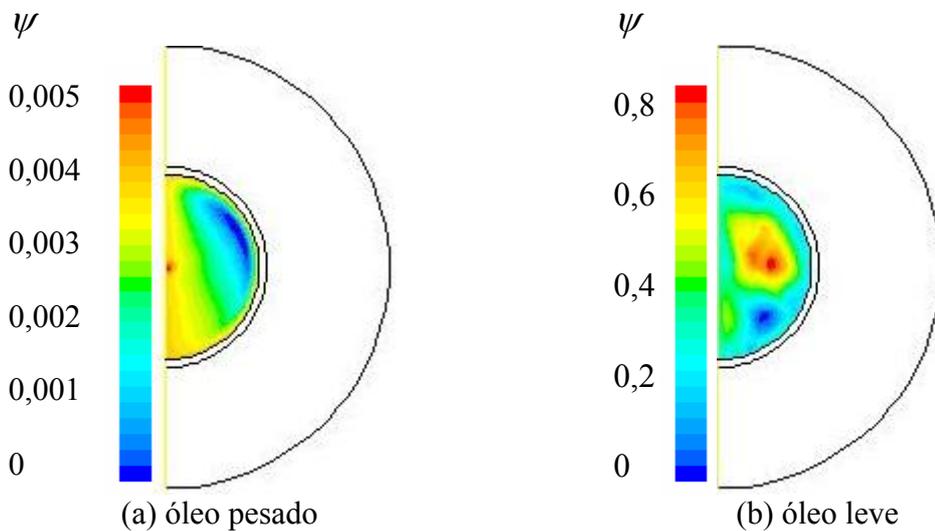


Figura 4.23 – Contornos das linhas de corrente para $t=2$ h

A comparação entre a taxa de transferência de calor obtida com os dois óleos pode ser visualizada na Fig. 4.24., onde se pode observar o mesmo comportamento para os dois casos, sendo as taxas de transferência de calor um pouco menores, como esperado. Observa-se ainda que para o caso do óleo pesado, o fluxo de calor na parede interna do duto é mais estável, não possuindo uma

oscilação como no caso do óleo leve, uma vez que as recirculações na seção transversal são menos intensas.

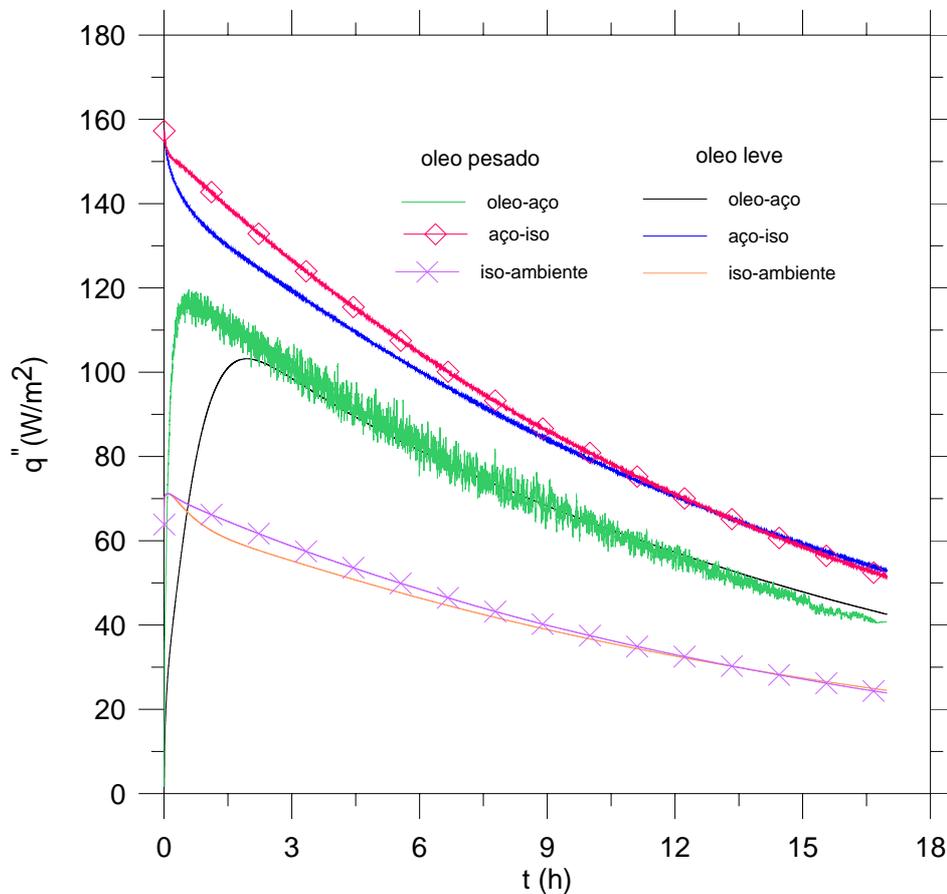


Figura 4.24 – Variação dos fluxos de calor dos óleos com o tempo

A Figura 4.25 apresenta a influência das propriedades do óleo na armazenagem de energia na camada de aço do duto. Pode-se observar que a energia armazenada é aproximadamente a mesma. No caso do óleo leve a energia se armazena na camada do aço de forma mais rápida devido ao fato de seu resfriamento ser mais acelerado.

A comparação da variação do Número de Nusselt com o tempo entre os óleos leve e pesado é ilustrada na Fig. 4.26. Como já mencionado, a taxa de transferência de calor do óleo pesado é bem menor, assim como a queda de temperatura do óleo pesado é mais suave. Conseqüentemente, o Nusselt é bem menor e mais estável.

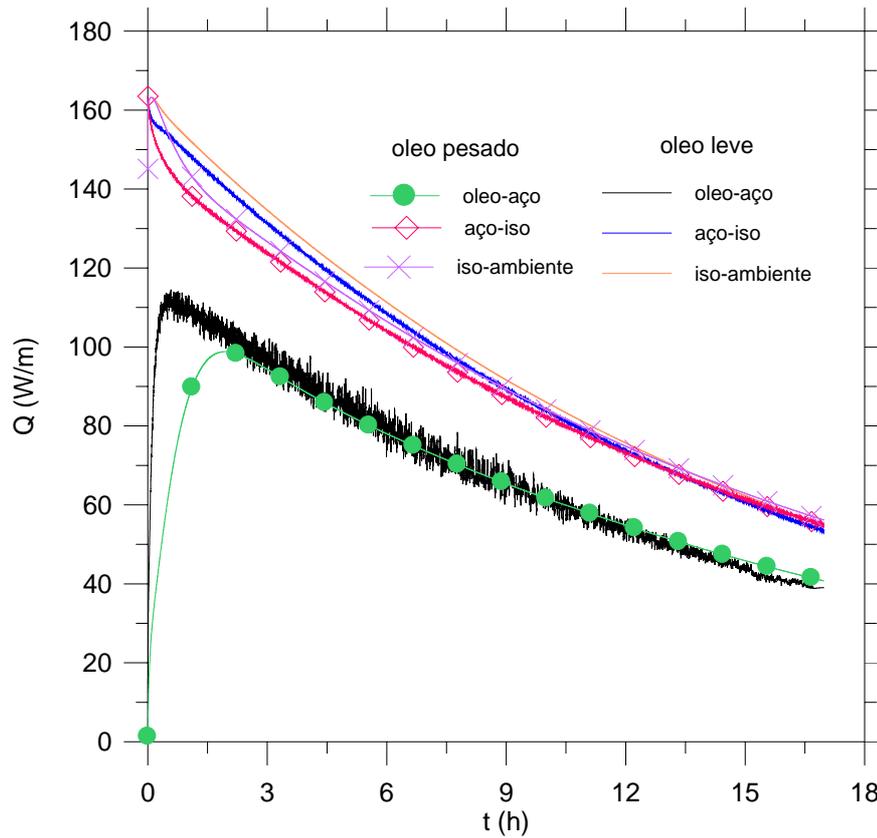


Figura 4.25 – Variação das taxas de transferência de calor dos óleos com o tempo

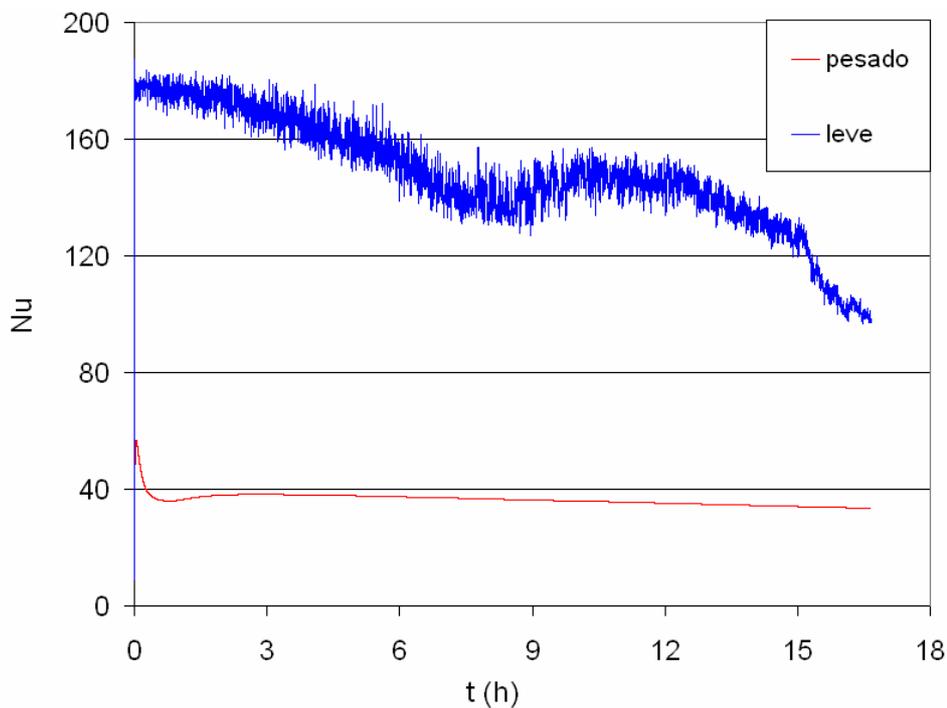


Figura 4.26 – Variação do Nusselt para os óleos com o tempo

A Figura 4.27 apresenta o comportamento do Número de Grashof para os dois óleos, em escala logarítmica. Pela Eq. (4.8) e verificando as propriedades dos

óleos pode-se explicar o fato do número de Grashof do óleo pesado ser bem menor que o valor do óleo leve. Na equação, a viscosidade está no denominador e elevado ao quadrado e a viscosidade do óleo pesado é bem maior que a do óleo leve. O baixo Grashof corrobora o fato de que para o caso do óleo pesado a convecção natural na seção transversal é desprezível.

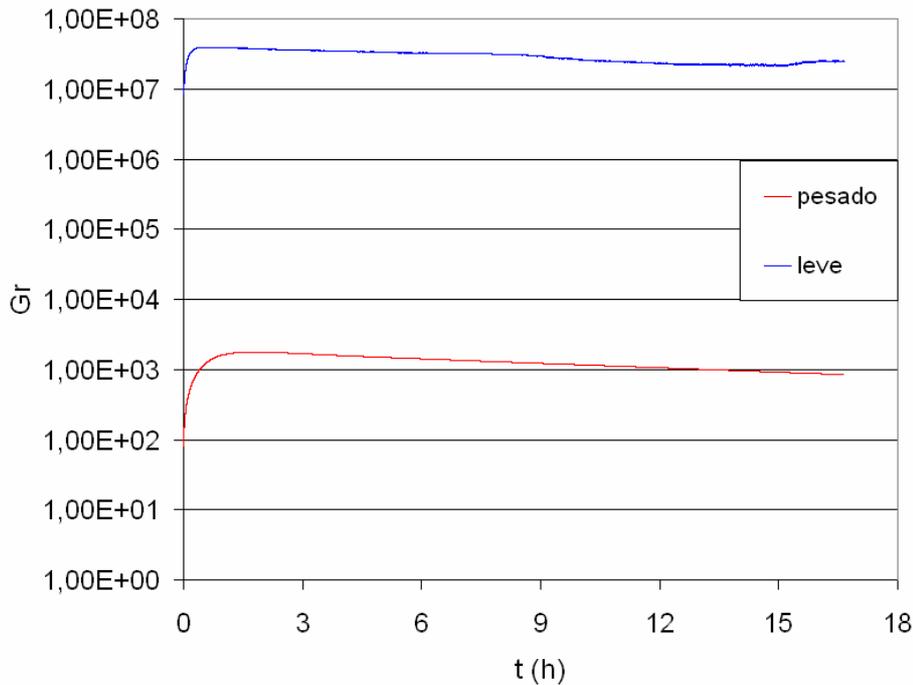


Figura 4.27 – Variação do Grashof para os óleos com o tempo

Assim como no caso do óleo leve, não foi possível correlacionar o número de Nusselt com Grashof, como pode ser observado na Fig. 4.28.

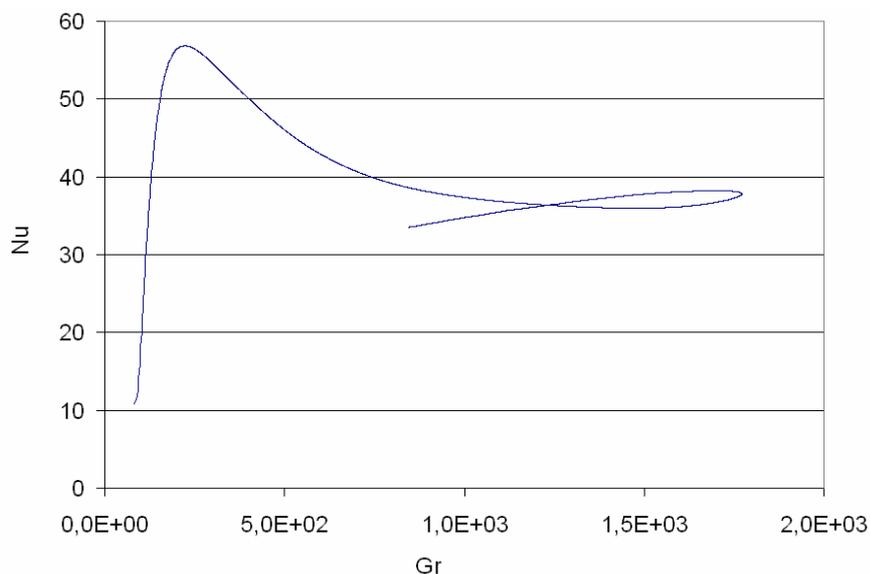


Figura 4.28 – Número de Nusselt versus número de Grashof