

5 Estudo Numérico

No presente capítulo é apresentado o modelo numérico desenvolvido para simular o processo de deposição de parafina em uma cavidade estagnada. A simulação das espessuras de deposição quando comparada com os resultados experimentais apresentados no Capítulo 4 permitiu avaliar a importância dos mecanismos de deposição por difusão molecular utilizado no modelo desenvolvido.

5.1 Análise

5.1.1 Deposição de Parafina em Camada Estagnada de Líquido

A geometria estudada é apresentada esquematicamente na Figura 5.1, e representa o experimento descrito no Capítulo 3, onde a solução de parafina é confinada em uma cavidade que possui duas paredes principais com temperatura controlada. Inicialmente a solução está toda aquecida até que a temperatura de uma das paredes é abaixada. A partir deste ponto inicia-se a formação de uma frente de cristalização que avança dentro da cavidade. Devido às dimensões da cavidade, o fluido mantém-se estagnado durante o experimento. As seguintes hipóteses foram consideradas:

1. A transferência de calor se dá somente por condução.
2. Todas as propriedades termofísicas são consideradas constantes.
3. A condução de calor na direção x pode ser desprezada quando comparada com a direção y , isto é, o modelo é unidimensional.
4. Na região da interface, o fluido na interface está sempre saturado.

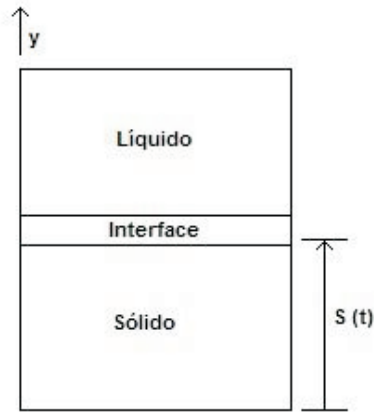


Figura 5.1: Esquema da geometria estudada.

Distribuição de Temperatura

Buscando uma primeira solução mais simples no presente modelo, assume-se que a condutividade térmica k , o calor específico c_p e a massa específica ρ são constantes e que assumem os mesmos valores no fluido e na camada sólida.

Com as hipóteses acima, as equações de conservação de energia para a condição unidimensional em cada região podem ser escritas em coordenadas cartesianas como

Região sólida

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial y_s^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T_s}{\partial t} \quad (5-1)$$

Região líquida

$$\frac{\partial^2 T_l}{\partial y_l^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T_l}{\partial t} \quad (5-2)$$

Na região da interface, um balanço de energia fornece

$$k \frac{\partial T_s}{\partial y_s} - k \frac{\partial T_l}{\partial y_l} = (1 - \phi) \rho_w L \frac{dS(t)}{dt} \quad (5-3)$$

Nas equações acima, T_s é a temperatura na fase sólida, T_l é a temperatura na fase líquida, y_s é a coordenada na fase sólida, y_l é a coordenada na fase líquida, α é a difusividade térmica, $S(t)$ é a posição da interface, t é o tempo, ϕ é a porosidade da interface definida como sendo a razão da massa de líquido pela massa total. A massa específica da parafina sólida é ρ_w e seu

calor latente de fusão L .

Distribuição de Fração Mássica

No presente estudo, restringiu-se a mistura a uma solução binária. Por isso, somente uma fração mássica é suficiente para definir a composição da fase. Assumindo-se que não há difusão de massa na fase sólida, a equação de conservação de soluto pode ser escrita como

Região líquida

$$\frac{\partial^2 w_w}{\partial y_l^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial w_w}{\partial t} \quad (5-4)$$

Região da interface

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{D}{(1-\phi)} \frac{\rho_T}{\rho_w} \frac{\partial w_w}{\partial y_l} \quad (5-5)$$

no qual w_w é a fração mássica de parafina na fase líquida, y_l é a coordenada na fase líquida, D é o coeficiente de difusão molecular, ρ_T é a massa específica da solução e t é o tempo.

A temperatura local interfacial e a posição da interface são determinadas através dos balanços de energia e de soluto na interface. Assume-se equilíbrio termodinâmico na interface sólido-líquido e com isto, a fração mássica de parafina na interface é calculada através da curva de solubilidade obtida experimentalmente como descrita no Apêndice A. A seguinte curva foi utilizada no modelo:

$$w_w = 0,0004.T^2 - 0,0086.T + 0,0653 \quad (5-6)$$

onde a temperatura deve ser fornecida em graus Celsius. Esta curva representa o comportamento de uma solução de parafina P130 com solvente n-parafina (1:9)

Considera-se que a fase líquida está inicialmente a uma temperatura uniforme T_q e que para $t > 0$, é imposta uma temperatura fria, $T_f < T_q$ em $y=0$. As condições de iniciais e de contorno nas fases sólida e líquida são :

$$T = \begin{cases} T_f & y = 0, \\ T_q & 0 < y \leq 1. \end{cases} \quad (5-7)$$

$$w_{w0} = \begin{cases} 1 & 0 < y < s(t), \\ 0, 1 & s(t) < y < 1. \end{cases} \quad (5-8)$$

$$T_s(y, t) = T_f; \quad y = 0; \quad t > 0 \quad (5-9)$$

$$T_l(y, t) = T_q; \quad y = h; \quad t > 0 \quad (5-10)$$

$$\partial w_w / \partial y = 0; \quad y = h; \quad t > 0 \quad (5-11)$$

A condição de contorno na interface é

$$T_l(y, t) = T_s(y, t) = T_{int} \quad y = S(t) \quad (5-12)$$

$$w_w = w_{wint} \quad y = S(t) \quad (5-13)$$

onde T_{int} representa a temperatura da interface. Esta condição corresponde à continuidade da temperatura na interface sólido-líquido.

As seguintes variáveis adimensionais são utilizadas na adimensionação do problema. H é o comprimento da cavidade.

$$y^* = \frac{y}{H} \quad S^* = \frac{S(t)}{H} \quad t^* = \frac{t\alpha}{H^2} \quad \theta = \frac{T - T_f}{T_q - T_f} \quad (5-14)$$

onde θ é a temperatura adimensional, T_f é a temperatura da parede fria e T_q é a temperatura da parede quente.

As equações de conservação de energia podem ser reescritas da forma adimensional como

Região sólida

$$\frac{\partial^2 \theta_s}{\partial y^{*2}_s} = \frac{\partial \theta}{\partial t^*} \quad (5-15)$$

Região líquida

$$\frac{\partial^2 \theta_l}{\partial y^{*2}_l} = \frac{\partial \theta}{\partial t^*} \quad (5-16)$$

Região da Interface

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial y_s^*} - \frac{\partial \theta_l}{\partial y_l^*} = \frac{(1 - \phi) dS^*}{Ste dt^*} \quad (5-17)$$

onde Ste é o número de Stefan dado pela razão da máxima energia disponível no sistema sob a forma de calor e o calor latente requerido para a solidificação $(c_p \Delta T)/L$.

As equações de conservação de massa de soluto podem ser reescritas da forma adimensional como

Região líquida

$$\frac{\partial^2 w_w}{\partial y^{*2}} = Le \frac{\partial w_w}{\partial t^*} \quad (5-18)$$

Região da Interface

$$\frac{dS^*}{dt^*} = \frac{\rho}{Le(1 - \phi)} \frac{\partial w_w}{\partial y_l^*} \quad (5-19)$$

ρ é a razão entre ρ_T e ρ_w , Le é o número de Lewis dado pela razão das difusividades de calor e massa α/D .

As condições iniciais e de contorno são reescritas como

$$\theta_f = 0; \quad \theta_q = 1 \quad (5-20)$$

$$\theta = \begin{cases} \theta_f & y^* = 0, \\ \theta_q & 0 < y^* \leq 1. \end{cases} \quad (5-21)$$

$$w_{w0} = \begin{cases} 1 & 0 < y^* < s^*, \\ 0, 1 & s^* < y^* < 1. \end{cases} \quad (5-22)$$

Parede fria

$$\theta_s(y^*, t^*) = 0; \quad y^* = 0; \quad t^* > 0 \quad (5-23)$$

Parede quente

$$\theta_l(y^*, t^*) = 1; \quad \partial w_w / \partial y^* = 0; \quad y^* = 1; \quad t^* > 0 \quad (5-24)$$

Na interface

$$\theta_l(y^*, t^*) = \theta_s(y^*, t^*) = \theta_{int}; \quad w_w = w_{wint} \quad y^* = S^*(t^*) \quad (5-25)$$

5.1.2 Aspectos Numéricos

As equações de conservação são discretizadas utilizando-se o Método de Diferenças Finitas [51]. A deposição de parafina é um problema de fronteira móvel. Um grande número de técnicas numéricas está disponível para a solução deste tipo de problema. Neste trabalho, inicialmente, uma mudança de coordenadas

$$\xi = ay + b$$

$$t = \tau$$

é introduzida de forma a transformar o domínio físico de dimensões variáveis em um domínio computacional fixo. Para a transformação descrita pelas equações, as métricas, obtidas analiticamente, são definidas como

$$0 < y^* < S^*, \quad 0 < \xi < 0,5$$

$$a = \frac{0,5}{S^*} \quad b = 0 \quad (5-26)$$

$$\xi = \frac{0,5}{S^*} y^* \quad (5-27)$$

$$\xi_{y^*}^s = \frac{0,5}{S^*} \quad (5-28)$$

$$\xi_{yy^*}^s = 0 \quad (5-29)$$

$$\xi_{t^*}^s = \frac{-0,5y}{S^{*2}} \frac{dS^*}{dt^*} \quad (5-30)$$

$$S^* < y^* < h, \quad 0,5 < \xi < 1$$

$$a = \frac{0,5}{1 - S^*} \quad b = \frac{0,5 - S^*}{1 - S^*} \quad (5-31)$$

$$\xi = \frac{0,5}{1 - S^*} y^* + \frac{0,5 - S^*}{1 - S^*} \quad (5-32)$$

$$\xi_{y^*}^l = \frac{0,5}{1 - S^*} \quad (5-33)$$

$$\xi_{yy^*}^l = 0 \quad (5-34)$$

$$\xi_{t^*}^l = \frac{0,5(y^* - 1)}{(1 - S^{*2})} dS^* dt^* \quad (5-35)$$

$$\tau_{t^*} = 1 \quad (5-36)$$

Reescrevendo as equações tem-se

$$\xi_{yy^*} \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} + (\xi_{y^*})^2 \frac{\partial^2 \theta_s}{\partial \xi^2} = (\tau_{t^*} \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} + \xi_{t^*} \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi}) \quad (5-37)$$

$$\xi_{yy^*} \frac{\partial \theta_l}{\partial \xi} + (\xi_{y^*})^2 \frac{\partial^2 \theta_l}{\partial \xi^2} = (\tau_{t^*} \frac{\partial \theta_l}{\partial \tau} + \xi_{t^*} \frac{\partial \theta_l}{\partial \xi}) \quad (5-38)$$

$$\xi_{y^*s} \frac{\partial \theta_s}{\partial \xi} - \xi_{y^*l} \frac{\partial \theta_l}{\partial \xi} = \frac{(1 - \phi) dS^*}{Ste dt^*} \quad (5-39)$$

$$\xi_{yy^*} \frac{\partial w_l}{\partial \xi} + (\xi_{y^*})^2 \frac{\partial^2 w_l}{\partial \xi^2} = Le (\tau_{t^*} \frac{\partial w_l}{\partial \tau} + \xi_{t^*} \frac{\partial w_l}{\partial \xi}) \quad (5-40)$$

$$\xi_{y^*l} \frac{\partial w_l}{\partial \xi} = \frac{Le(1 - \phi) dS^*}{\rho dt^*} \quad (5-41)$$

A matriz do sistema de equações algébricas resultante do processo de discretização é da forma tridiagonal. O sistema é resolvido utilizando-se o Algoritmo de Thomas[28]. O esquema de discretização é implícito e de 2^a ordem no espaço para o cálculo da posição da interface e de 1^a ordem para o cálculo da temperatura da interface e explícito e de 1^a ordem para a variável temporal.

Afim de utilizar a transformação proposta, um valor não nulo para a espessura inicial de depósito é estimado para cada instante de tempo. A solução do sistema de equações juntamente com a condição de interface permite a determinação do valor da espessura e a verificação do valor

estimado.

Para a convergência do processo iterativo é necessário utilizar o procedimento de sub-relaxação para os valores de espessura de depósito, temperatura e fração mássica na interface.

5.2

Algoritmo de Solução

O programa elaborado possui uma estrutura de fácil compreensão estando dividido por partes. Este foi escrito em linguagem FORTRAN e encontra-se no Apêndice B.

1. Lê-se os dados de entrada: número de pontos em y^* , passo no tempo parâmetros de sub-relaxação e as condições de contorno dadas pelas Equações 5-9 - 5-13.
2. Lê-se as propriedades físicas: k , ρ , α , ϕ , Le e Ste .
3. Lê as condições iniciais: Eq. 5-7 e 5-8.
4. Assume-se um valor arbitrário inicial para a temperatura, a posição e a fração mássica da interface.
5. Calcula-se o perfil de temperatura resolvendo-se a equação de conservação de energia tanto na fase sólida quanto na fase líquida.
6. Calcula-se o perfil de fração mássica resolvendo-se a equação de conservação de massa de soluto somente na fase líquida.
7. Calcula-se a nova posição da interface resolvendo-se o balanço de massa na interface (Equação 5-5).
8. Calcula-se a nova temperatura da interface resolvendo-se o balanço de energia na interface (Equação 5-3). Com a nova temperatura da interface, calcula-se a nova fração mássica na interface através da curva de solubilidade (Equação 5-6).
9. Teste de Convergência para a posição, a temperatura e a fração mássica nova. Volta-se ao passo 5 com sub-relaxação se não convergir. Avança no tempo caso consiga convergir.
10. Imprime os dados de saída.

Estimativa inicial para a espessura do depósito

No decorrer das simulações verificou-se que o valor arbitrado inicialmente para a espessura do depósito é importante para o funcionamento do programa. Dependendo do valor estimado, os resultados apresentam oscilações que desapareciam quando $t \rightarrow \infty$. Para tentar minimizar este problema optou-se por inserir a solução de Neumann[45] para o cálculo da posição inicial da interface que apresentava a possibilidade de um perfil de temperatura consistente. Como não foi observada nenhuma melhora, buscou-se como alternativa uma espessura inicial muito pequena.

Dados de entrada

Dos dados de entrada requeridos para a solução do problema apenas a geometria da cavidade é facilmente determinada. As propriedades da mistura, no entanto, devem ser medidas experimentalmente. Algumas, como a massa específica ρ e a viscosidade μ puderam ser medidas. Outras como o calor latente de solidificação L , a condutividade térmica k e o calor específico c_p foram determinadas através de correlações com a densidade e com a composição (ver Apêndice A). O coeficiente de difusão foi determinado utilizando-se a correlação proposta por Hayduk e Minhas[24]. Esta correlação proposta para a determinação da difusividade molecular de parafinas em solventes parafínicos com um erro médio de 3,4% é dada por

$$D = 1,33 \times 10^{-7} \times \frac{T^{1,47} \nu^\gamma}{V_A^{0,71}} \quad (5-42)$$

no qual T é a temperatura absoluta, ν é viscosidade do solvente, V_A é o volume molar de parafina e γ é uma função de V_A definida como

$$\gamma = \frac{10,2}{V_A} - 0,791 \quad (5-43)$$

Para a mistura de parafina P130+n-parafina utilizada na simulação, o coeficiente de difusão foi calculado como mostrado a seguir.

$$V_A = \frac{394}{0,759} = 519,10 \frac{cm^3}{mol} \quad (5-44)$$

onde V_A é dado pela razão do peso molecular $394g/mol$ e da massa específica em $0,759g/cm^3$.

Em seguida, calculou-se o parâmetro γ através da Equação 5-43

$$\gamma = \frac{10,2}{519,10} - 0,791 = -0,771 \quad (5-45)$$

A partir da Equação 5-42 calculou-se o coeficiente de difusão

$$D = 1,33 \times 10^{-7} \frac{(313)^{1,47} (1,7)^{-0,771}}{(519,10)^{0,71}} = 4,86 \times 10^{-6} \frac{cm^2}{s} \quad (5-46)$$

onde a temperatura utilizada para o cálculo foi igual $313K$ e a viscosidade cinemática igual a $1,7cm^2/s$. A viscosidade cinemática foi obtida a partir dos dados experimentais medidos para a viscosidade dinâmica e massa específica encontrados no Apêndice.

5.2.1

Resultados

Nesta seção são analisados os resultados obtidos a partir dos estudos numéricos realizados, com o objetivo de simular o processo de deposição em uma cavidade com fluido estagnado.

Os resultados para perfis de temperatura, fração mássica e espessura de depósito são apresentados para diferentes números de Lewis e Stefan. Procurou-se simular os casos que foram estudados experimentalmente e descritos na seção 4.1.2.

Os parâmetros adimensionais que governam o problema são os números de Lewis e Stefan, a porosidade do depósito ϕ , a razão de massas específicas entre o sólido e a solução $\rho = \rho_T / \rho_w$. A solução do problema também é dependente da curva de solubilidade adimensional da solução utilizada que relaciona a fração mássica com a temperatura adimensional θ_{int} .

Devido ao grande número de parâmetros que governam este problema, alguns dos parâmetros adimensionais foram mantidos fixos. Assim, para todos os resultados que serão apresentados a seguir a porosidade foi mantida em $\phi = 0,80$, a razão de massas específicas em $\rho = 1$ e a curva de solubilidade utilizada foi aquela correspondente à solução de parafina empregada nos ensaios experimentais e reportada no Apêndice A.

Três valores do número de Lewis foram investigados: 2,96; 29,6 e 296. Para o número de Stefan, dois valores foram investigados, 0,19 e 0,29.

A Tabela 5.1 apresenta um resumo dos parâmetros computacionais utilizados na solução numérica do problema.

Os resultados para os perfis transientes de temperatura são apresentados nas Figuras 5.2 - 5.4. A legenda de cada figura indica os valores de Le

e Ste utilizados. Nas figuras, a temperatura adimensional θ é apresentada como função da coordenada y^* para diversos valores do tempo adimensional.

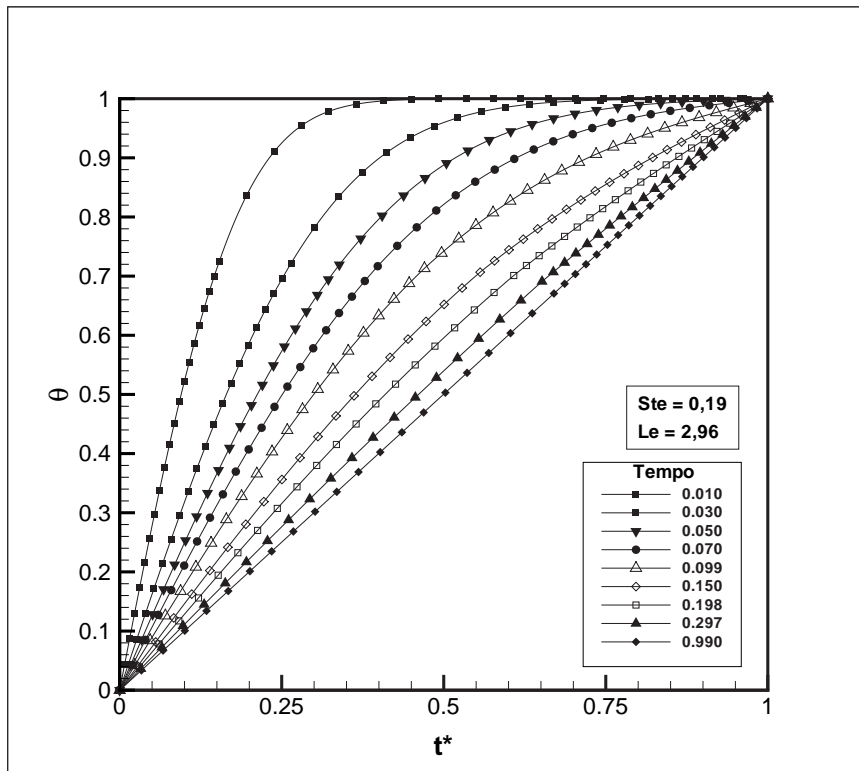
Tabela 5.1: Parâmetros computacionais utilizados na solução numérica do problema.

Ste	Le	Número de pontos em y^*	Passo no tempo	Parâmetros de sub-relaxação
0,19	2,96	401	10^{-4}	0,005
0,19	29,6	401	10^{-4}	0,001 e 0,05
0,19	296	401	10^{-4}	0,001 e 0,1
0,29	2,96	401	10^{-3}	0,001 e 0,005
0,29	29,6	401	10^{-3}	0,001 e 0,05
0,29	296	401	10^{-5}	0,001 e 0,1

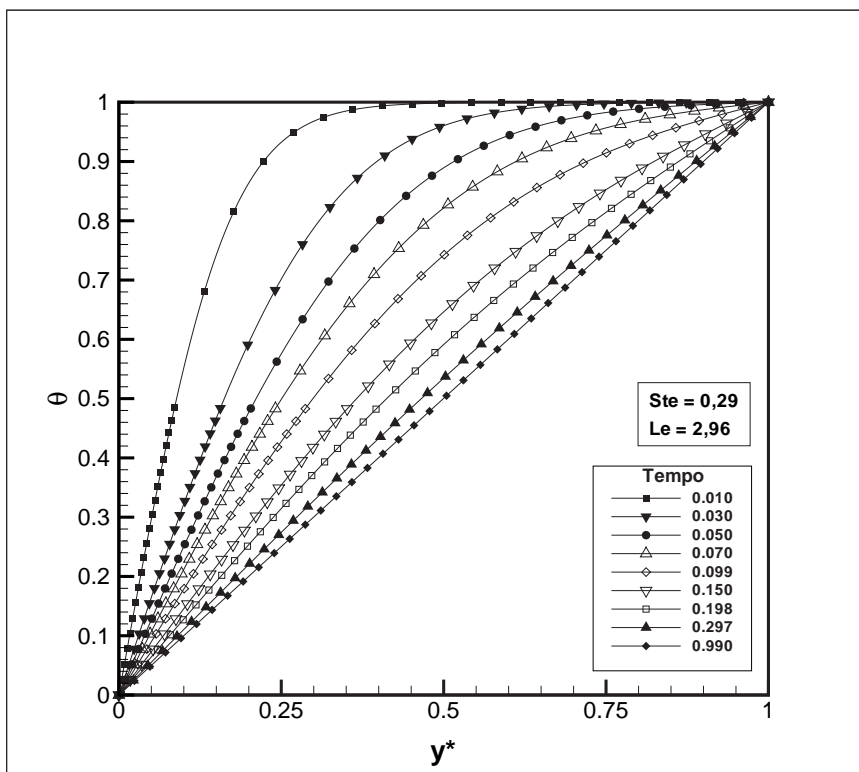
A evolução do perfil de temperatura dentro da cavidade mostra o comportamento típico esperado para perfis de temperatura em problemas de condução transiente. As soluções para maiores números de Stefan apresentam menores tempos adimensionais para que o regime permanente seja atingido.

Nota-se também nas figuras uma quase total insensibilidade das soluções térmicas ao número de Lewis.

Para os dois números de Stefan estudados, o regime permanente é atingido para um tempo adimensional igual a 0,990.

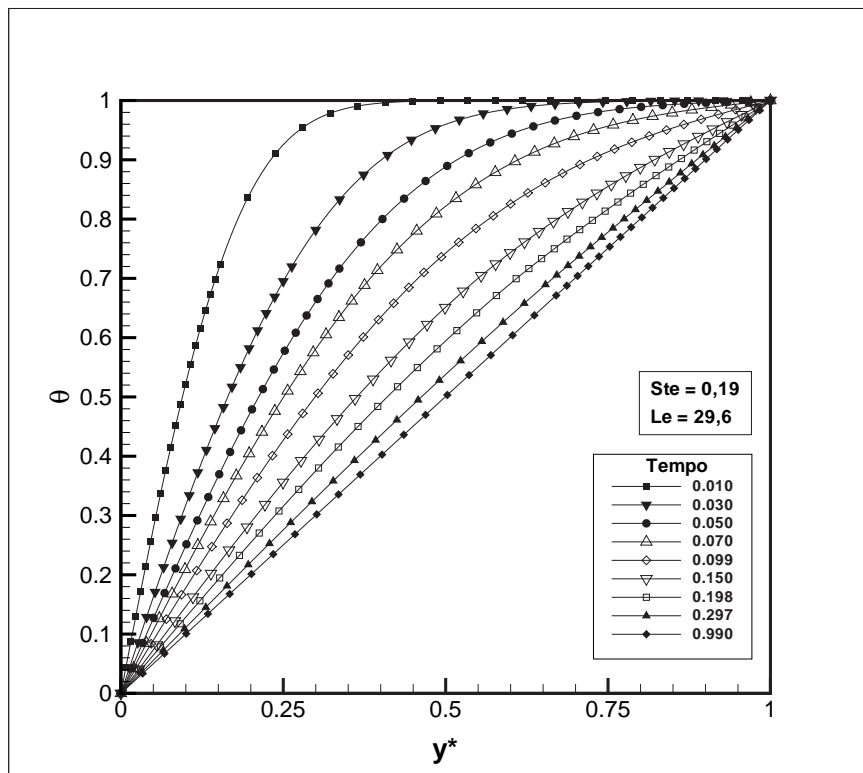


(a)

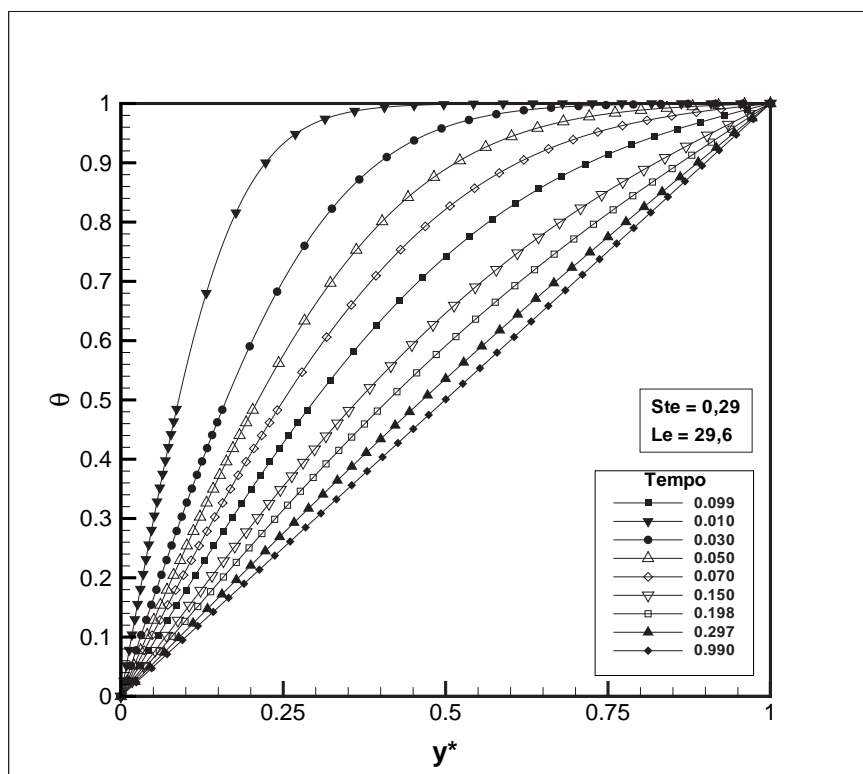


(b)

Figura 5.2: (a) e (b) Evolução dos perfis de temperatura para simulações em cavidade com fluido estagnado. $Ste = 0,19$ e $Le=2,96$; $Ste = 0,29$ e $Le=2,96$, respectivamente.

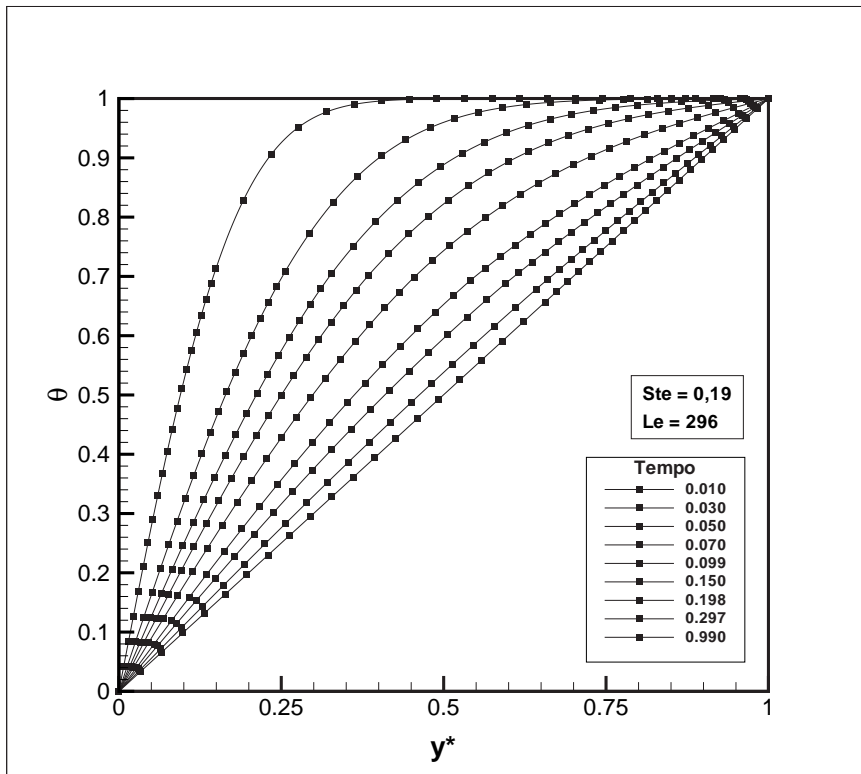


(c)

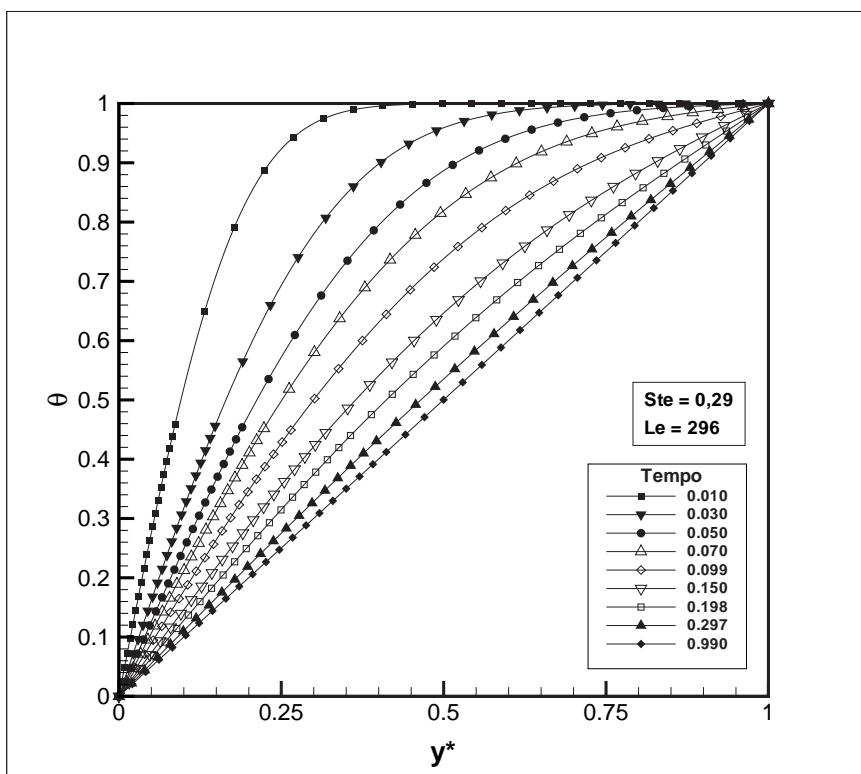


(d)

Figura 5.3: (c) e (d) Evolução dos perfis de temperatura para simulações em cavidade com fluido estagnado. Ste = 0,19 e Le=29,6; Ste = 0,29 e Le=29,6, respectivamente.



(e)



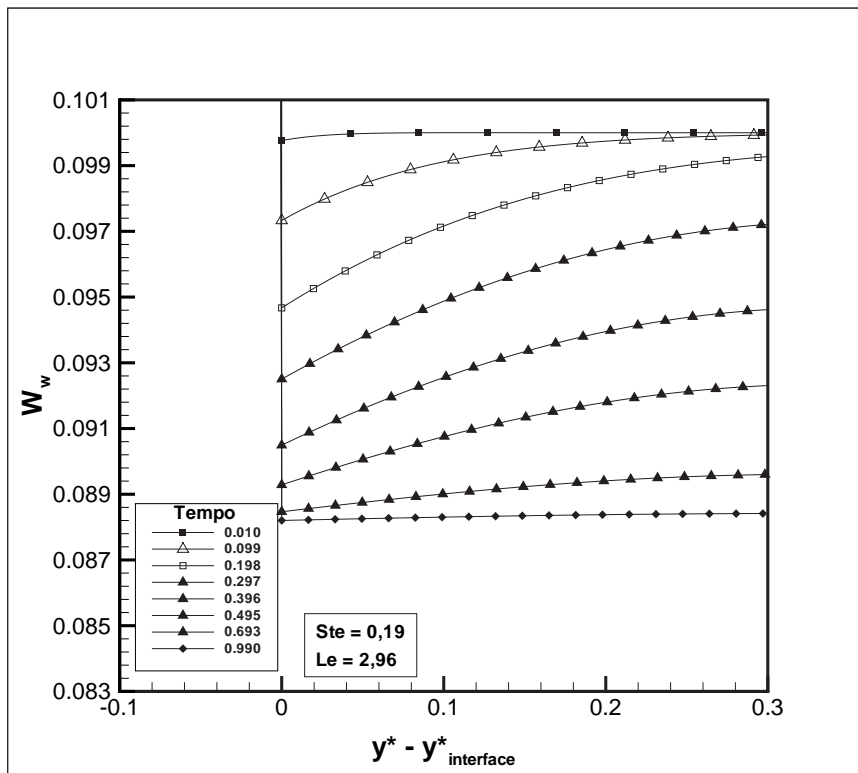
(f)

Figura 5.4: (e) e (f) Evolução dos perfis de temperatura para simulações em cavidade com fluido estagnado. $Ste = 0,19$ e $Le=296$; $Ste = 0,29$ e $Le=296$, respectivamente.

Os resultados para o perfil de fração mássica de parafina apresentados nas Figuras 5.5 - 5.8, permitem uma análise da influência do número de Lewis na difusão de parafina na região líquida para um dado número de Stefan. Para facilitar a interpretação dos resultados a coordenada y^* foi apresentada subtraída da coordenada da interface $y_{interface}^*$.

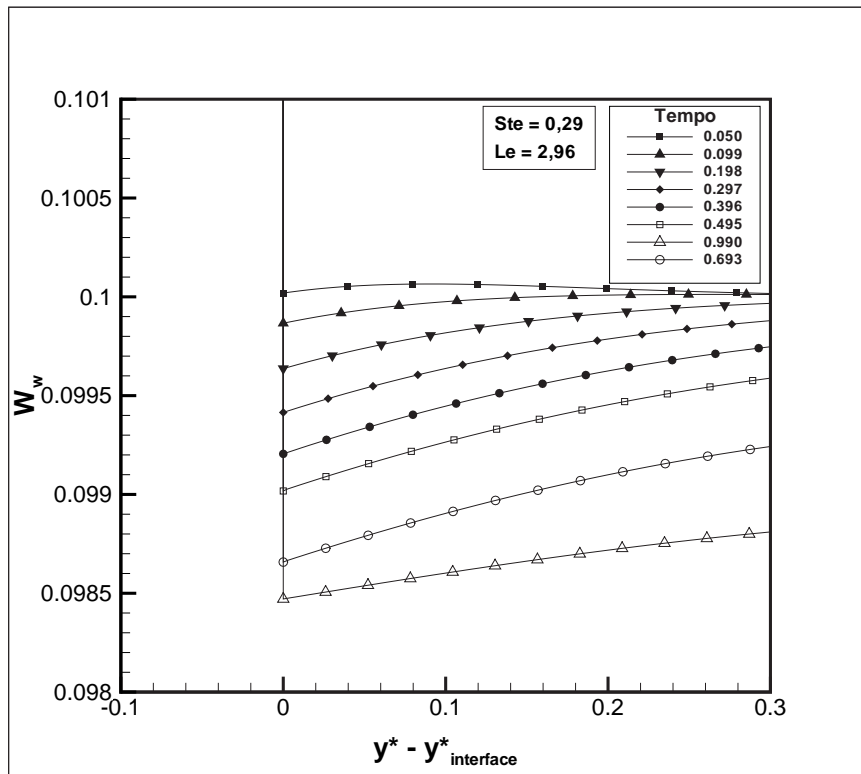
Pode-se observar na figura os efeitos difusivos mais intensos para menores valores de Le . Como conseqüência deste maior efeito difusivo, observa-se que os tempos necessários para que o regime permanente seja atingido são menores. Para o $Ste = 0,19$, o regime permanente é atingido para um tempo adimensional igual a 0,990 enquanto que para o $Ste = 0,29$ o tempo adimensional é 2,77 para Le igual a 2,96.

Nota-se também nas figuras os fortes gradientes de concentração obtidos nas soluções para maiores valores de Le .

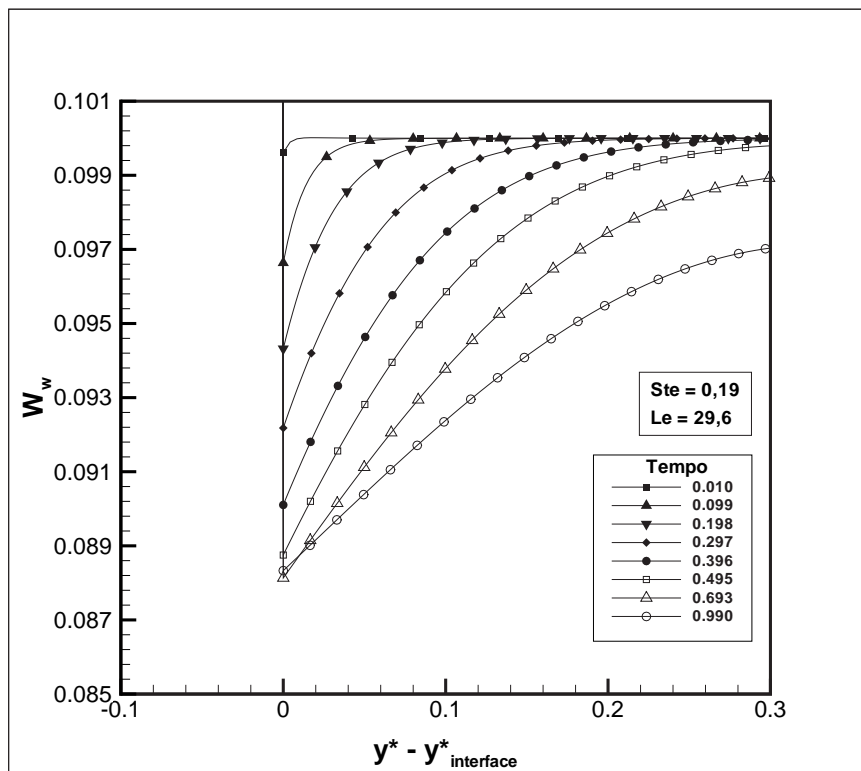


(a)

Figura 5.5: (a) Evolução dos perfis de fração mássica para simulações em cavidade com fluido estagnado. $Ste = 0,19$ e $Le = 2,96$

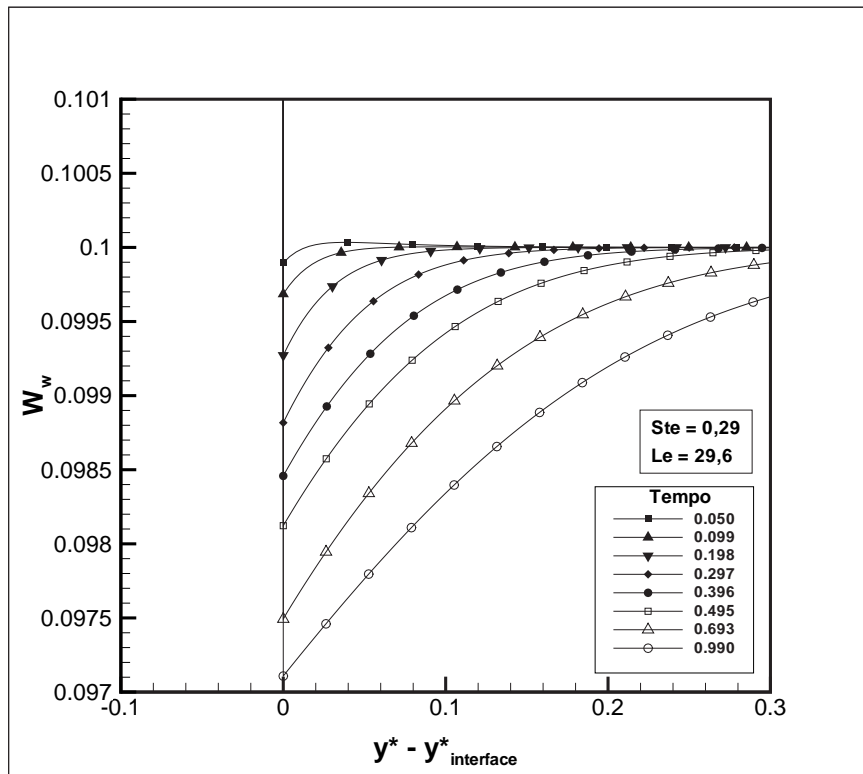


(b)

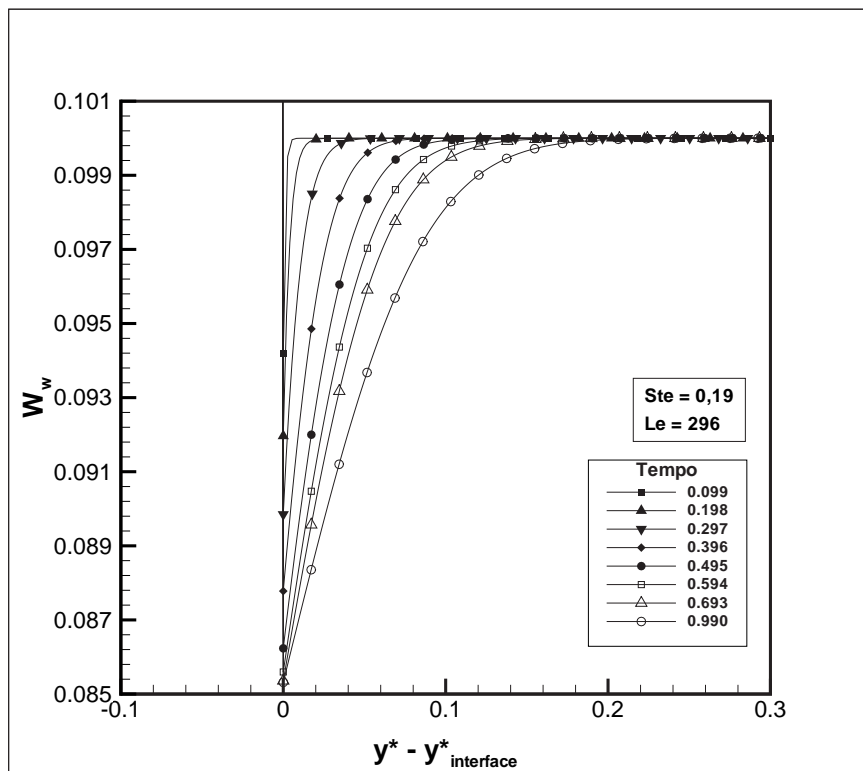


(c)

Figura 5.6: (b) e (c) Evolução dos perfis de fração mássica para simulações em cavidade com fluido estagnado. $Ste = 0,29$ e $Le=2,96$, $Ste = 0,19$ e $Le=29,6$, respectivamente

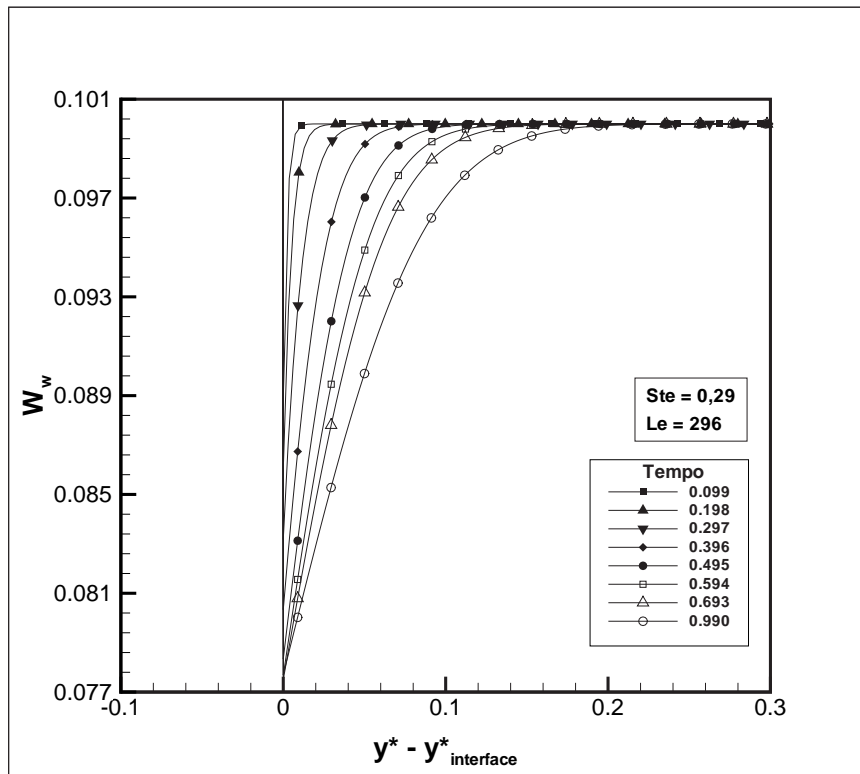


(d)



(e)

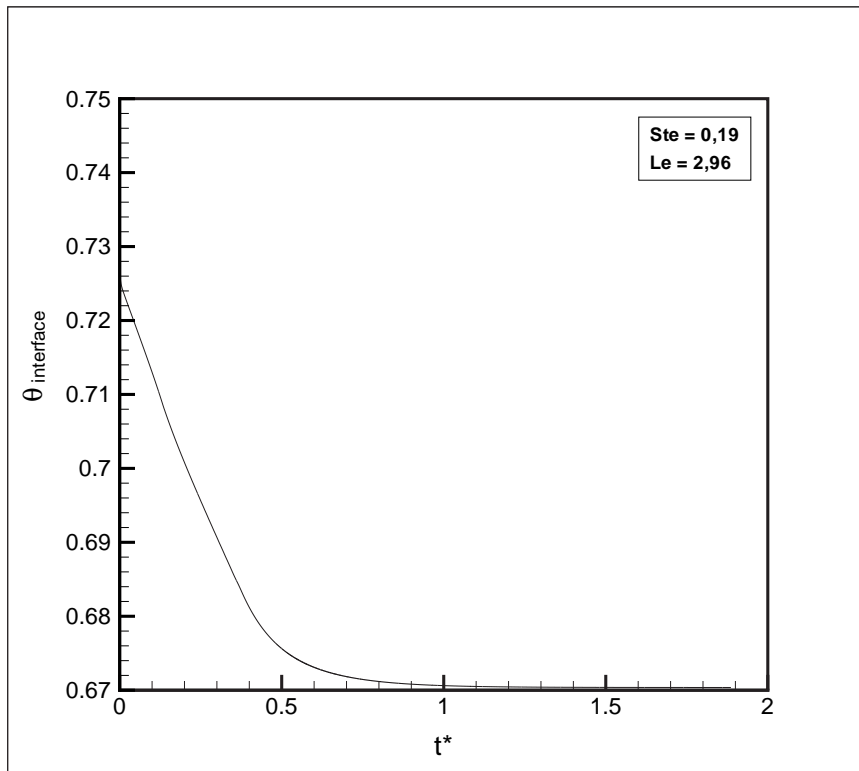
Figura 5.7: (d) e (e) Evolução dos perfis de fração mássica para simulações em cavidade com fluido estagnado. $Ste = 0,29$ e $Le=29,6$, $Ste = 0,19$ e $Le=296$, respectivamente



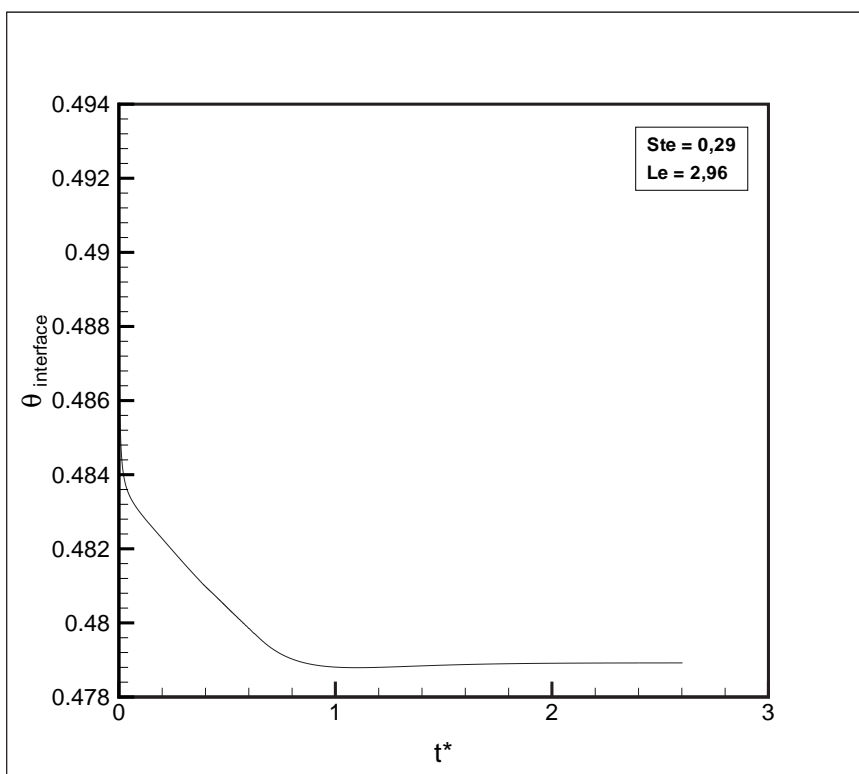
(f)

Figura 5.8: (f) Evolução dos perfis de fração mássica para simulações em cavidade com fluido estagnado. $Ste = 0,29$ e $Le=296$

Os resultados para a variação temporal da temperatura da interface apresentados nas Figuras 5.9 - 5.11, mostram uma redução mais abrupta para as simulações realizadas com Le igual a 29,6 e 296 com $Ste = 0,19$. Para $Ste = 0,29$ a redução é mais suave. Para as duas diferenças de temperatura, observa-se que quanto menor o Le , menor é a variação da temperatura na interface sólido-líquido. Quanto menor o Le , mais rapidamente a temperatura atinge o equilíbrio.

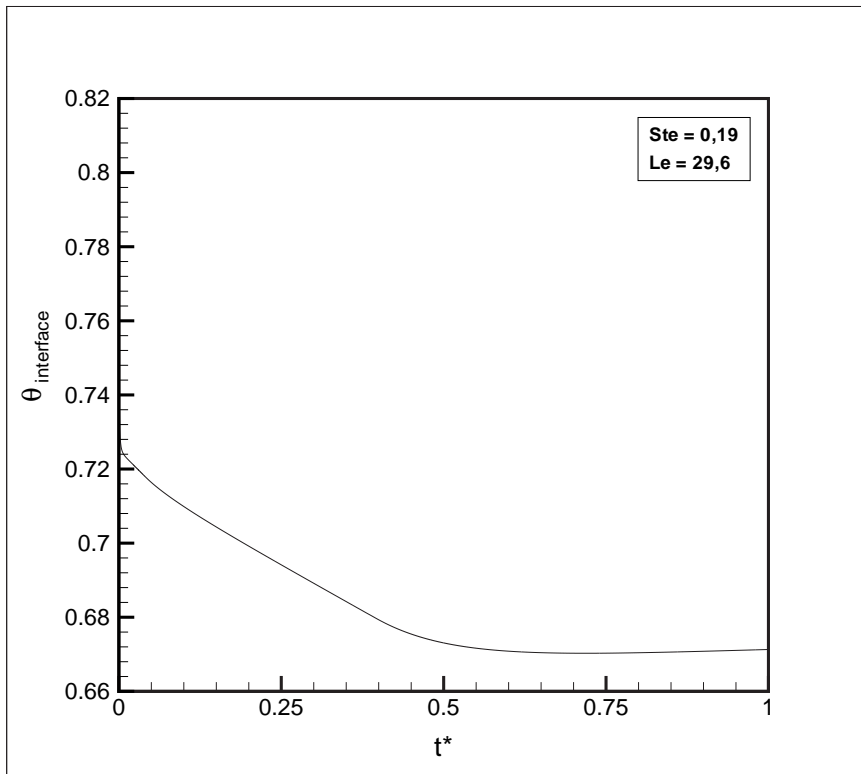


(a)

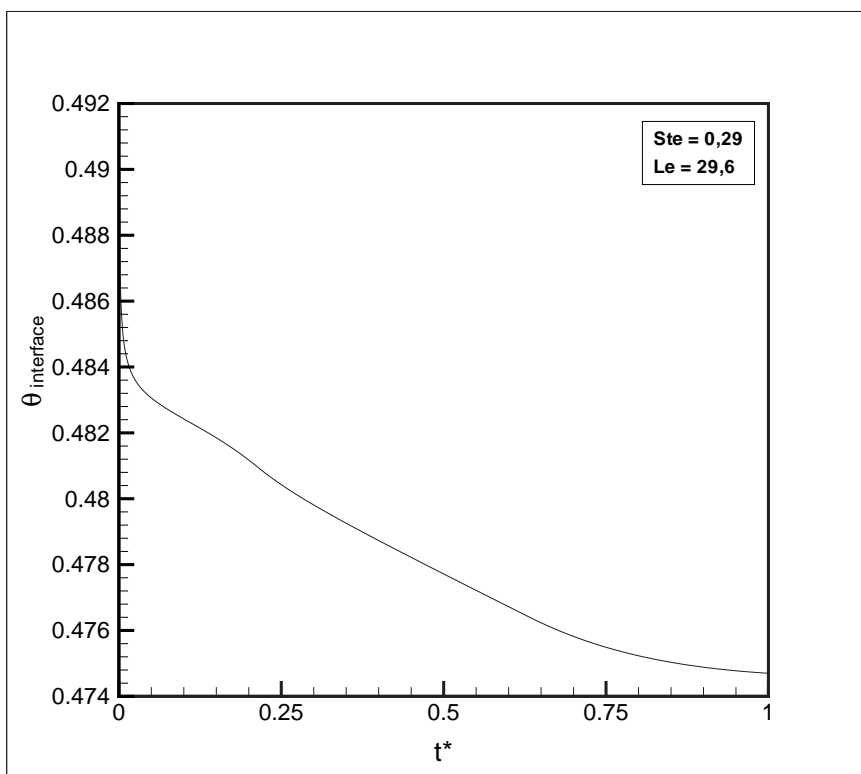


(b)

Figura 5.9: (a) e (b) Variação temporal da temperatura da interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,19$ e $Le=2,96$; $Ste = 0,29$ e $Le = 2,96$, respectivamente.

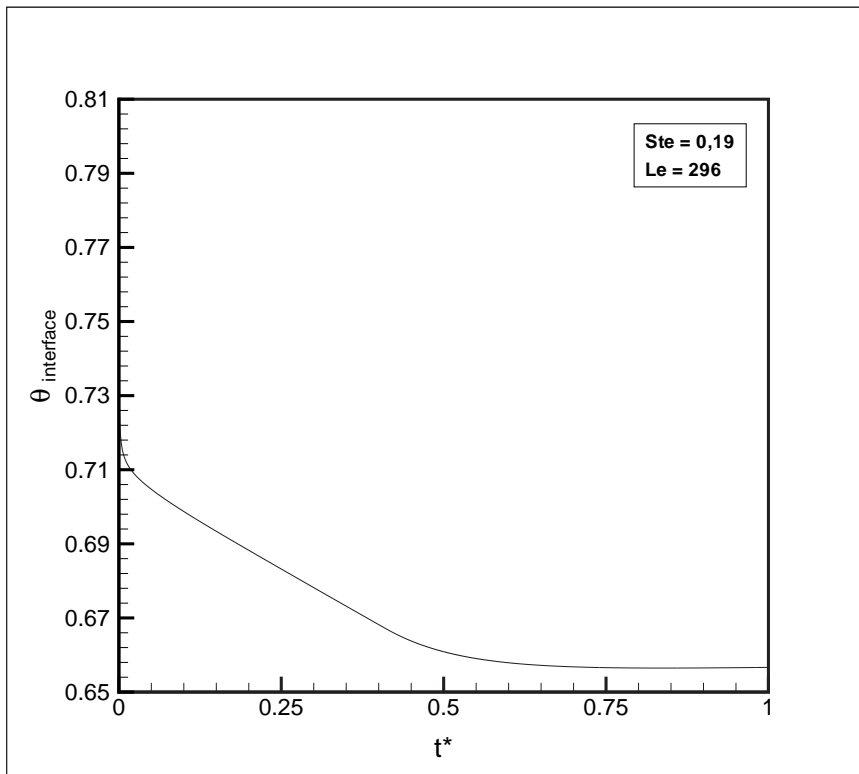


(c)

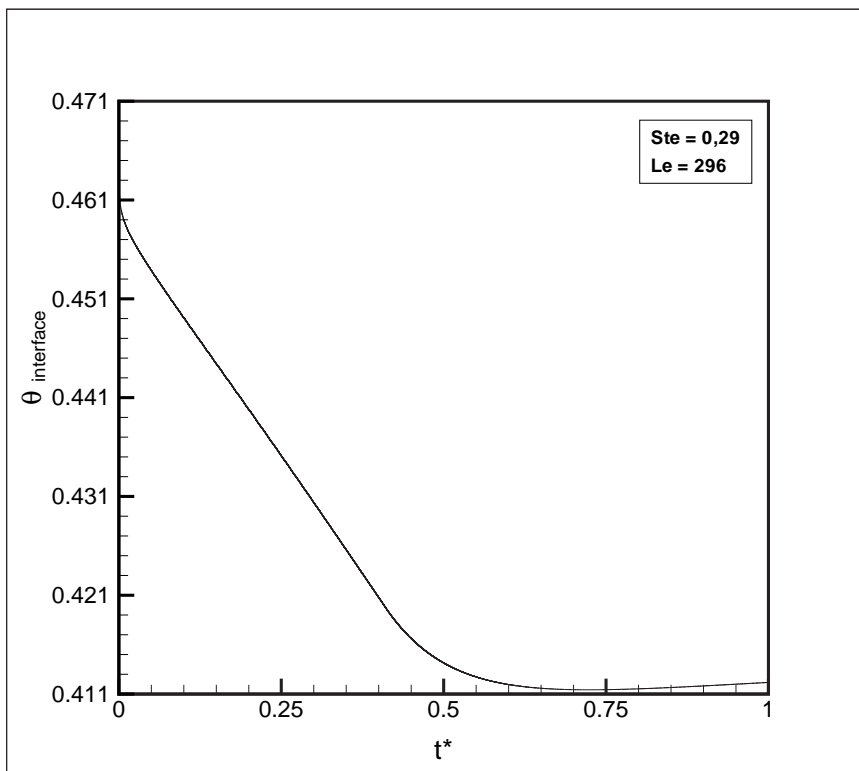


(d)

Figura 5.10: (c) e (d) Variação temporal da temperatura da interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,19$ e $Le=29,6$; $Ste = 0,29$ e $Le = 29,6$, respectivamente.



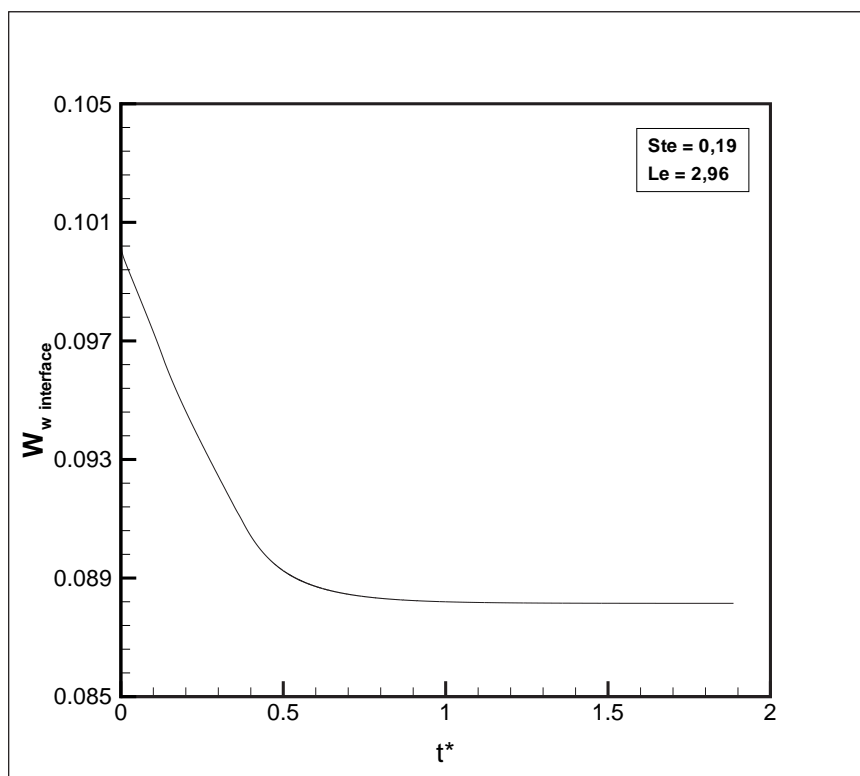
(e)



(f)

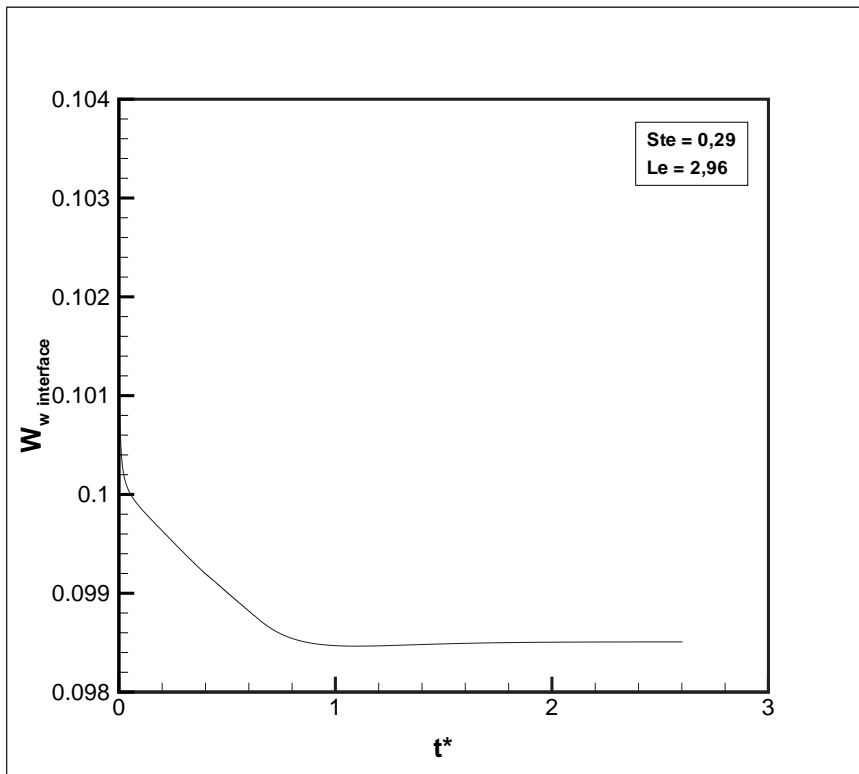
Figura 5.11: (e) e (f) Variação temporal da temperatura da interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,19$ e $Le=296$; $Ste = 0,29$ e $Le = 296$, respectivamente.

Os resultados para o perfil de fração mássica de parafina da interface apresentados na Figura 5.12 - 5.15, mostram uma queda mais abrupta da fração mássica para as simulações realizadas com o $Ste = 0,19$ enquanto que para o $Ste = 0,29$ a queda é mais suave. Para os dois valores de Ste , observa-se o mesmo comportamento encontrado para a temperatura da interface, isto é, quanto menor o Le , menor é a variação da fração mássica na interface sólido-líquido. Observa-se também que quanto menor o Le , mais rapidamente a fração mássica atinge o regime permanente para a maior diferença de temperatura.

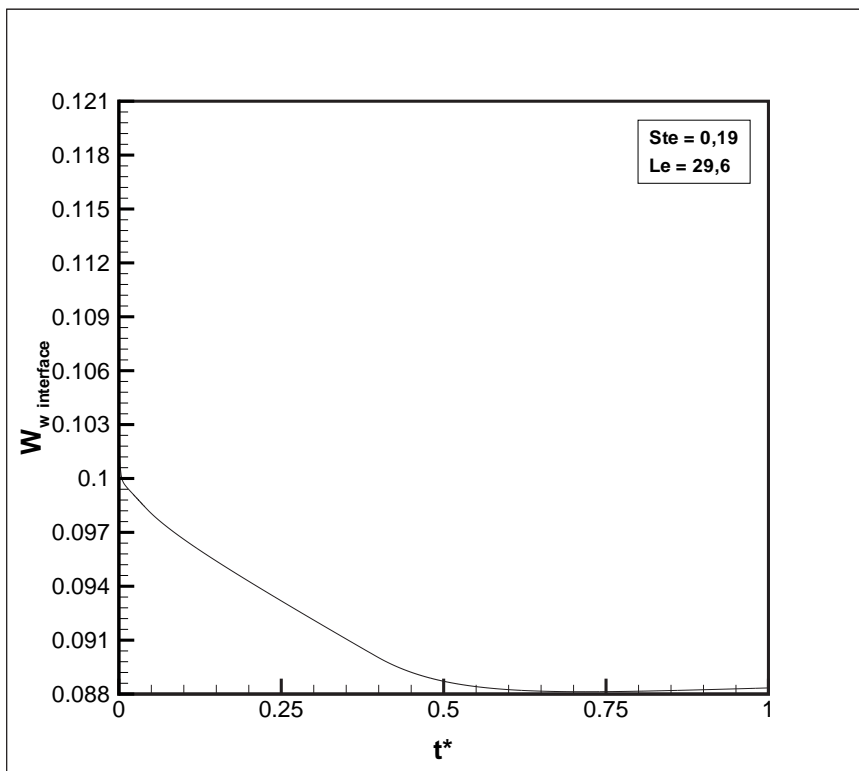


(a)

Figura 5.12: (a) Variação temporal da fração mássica na interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,19$ e $Le = 2,96$

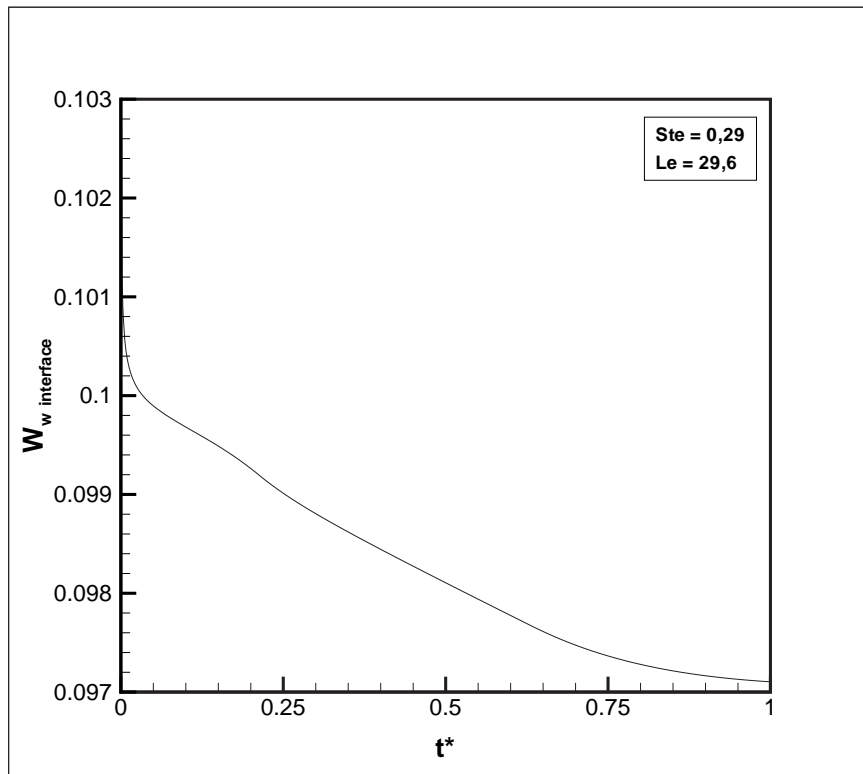


(b)

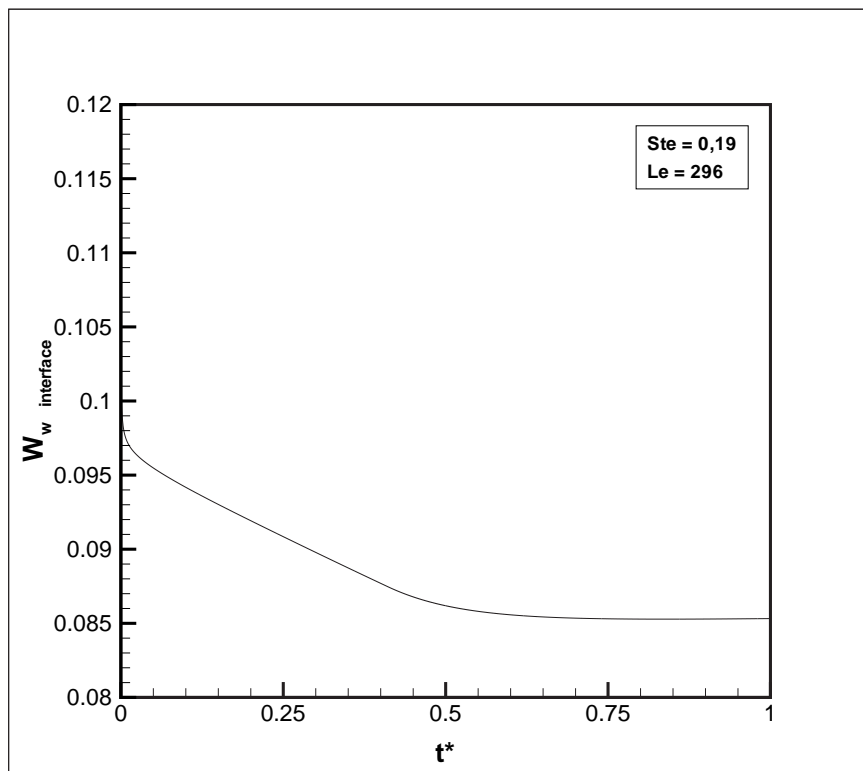


(c)

Figura 5.13: (b) e (c) Variação temporal da fração mássica na interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,29$ e $Le = 2,96$; $Ste = 0,19$ e $Le = 29,6$, respectivamente.

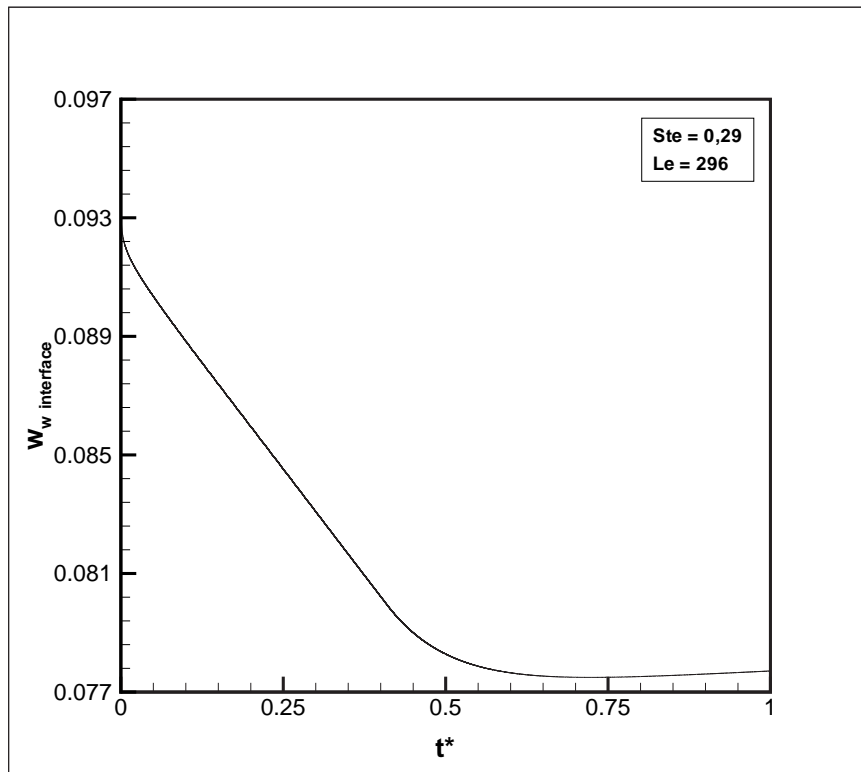


(d)



(e)

Figura 5.14: (d) e (e) Variação temporal da fração mássica na interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,29$ e $Le = 29,6$; $Ste = 0,19$ e $Le = 296$, respectivamente.



(f)

Figura 5.15: (d) e (e) Variação temporal da fração mássica na interface em cavidade estagnada. $Ste = 0,29$ e $Le = 296$

Os resultados para o crescimento da espessura de depósito apresentados nas Figuras 5.16 e 5.17, permitem uma análise da deposição para três diferentes números de Lewis. Nos gráficos, as linhas representam os resultados numéricos, enquanto que os símbolos representam os pontos experimentais obtidos nos experimentos realizados no presente trabalho e apresentados no Capítulo 4.

Para todas as diferenças de temperatura impostas nas paredes da cavidade, os resultados numéricos obtidos apresentam valores inferiores aos observados experimentalmente. Para o caso do $\Delta T = 20^{\circ}\text{C}$ apresentado na Figura 5.16, o desvio máximo apresentado é da ordem de 30 % em relação a espessura medida experimentalmente em tempos próximos ao final das medições.

Já para o caso de um $\Delta T = 30^{\circ}\text{C}$ apresentado na Figura 5.17, o desvio máximo apresentado é da ordem de 20 %. Para as diferenças de temperatura estudadas, observa-se um crescimento suave da camada de depósito tanto experimental quanto numérico. O modelo numérico difusivo unidimensional subestima os valores de espessura de depósito.

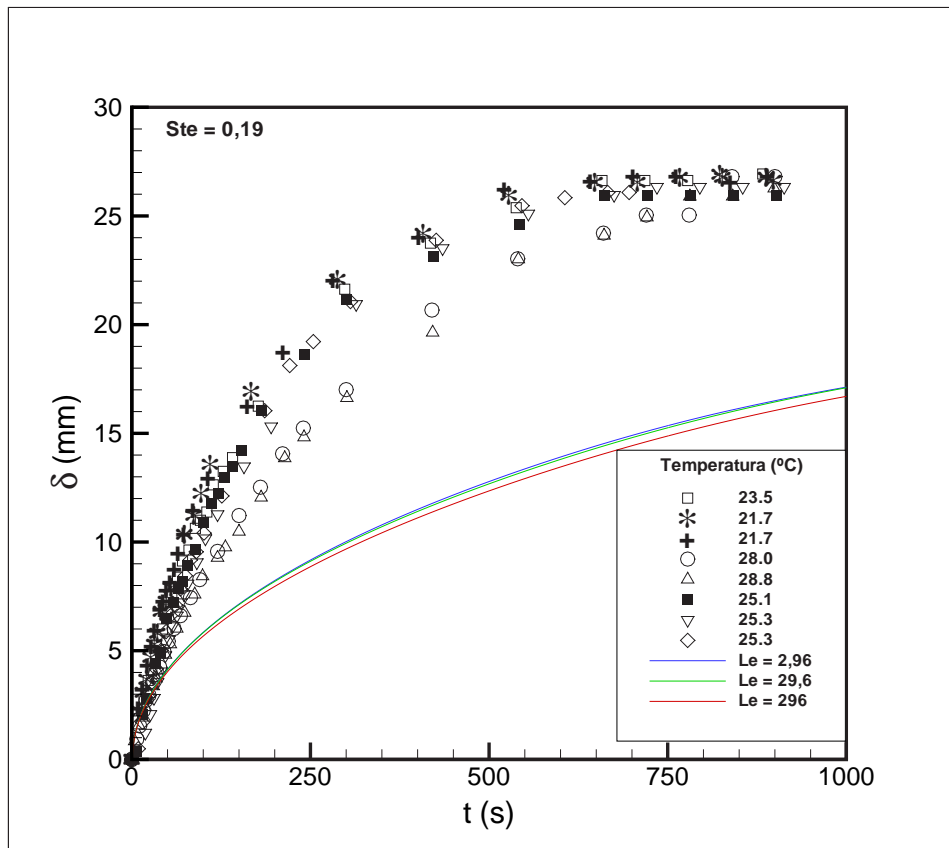


Figura 5.16: Variação temporal da espessura de depósito de parafina em cavidade estagnada.

A razão para a diferença encontrada entre previsão numérica e experimentos pode ser atribuída a possíveis perdas de calor laterais, não consideradas no modelo unidimensional desenvolvido.

Pode-se também atribuir esta diferença na previsão da espessura ao modelo difusivo adotado. O depósito de maior espessura encontrado nos experimentos pode ser uma indicação que outros mecanismos além da difusão molecular estejam agindo na formação do depósito.

Acreditamos que o estudo destas discrepâncias seja uma linha de investigação que deva ser perseguida, pois pode levar ao esclarecimento sobre a importância relativa dos mecanismos de deposição de parafina.

Deve ser mencionado que os resultados numéricos apresentados foram gerados a partir de propriedades físicas reais da solução de parafina testada nos experimentos. Em todos os trabalhos da literatura a que tivemos acesso, os resultados de simulação foram sempre ajustados por constantes empíricas que não permite um entendimento dos mecanismos de deposição.

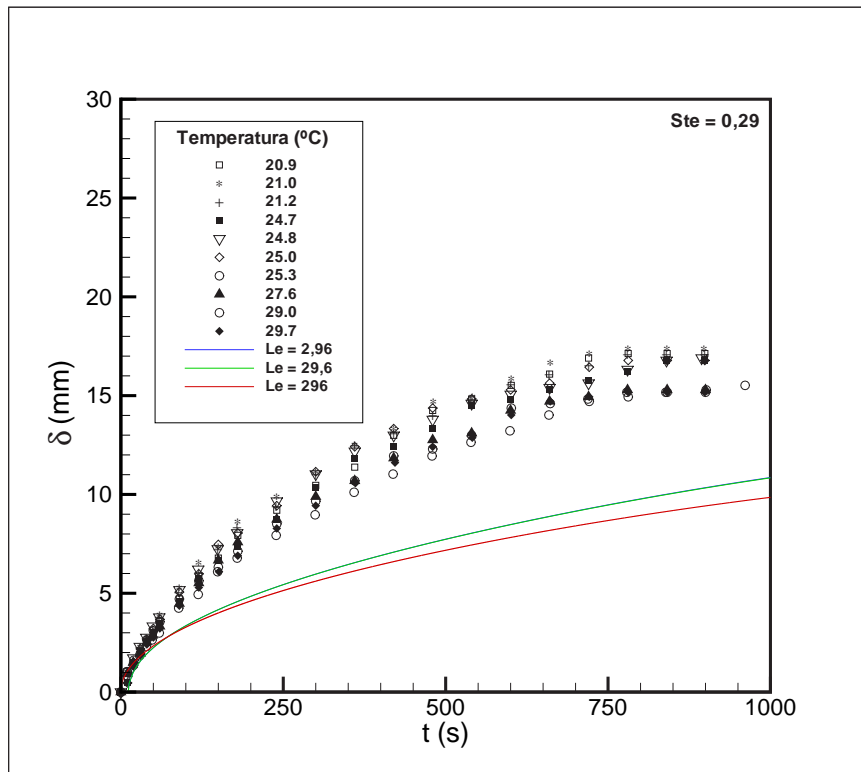


Figura 5.17: Variação temporal da espessura de depósito de parafina em cavidade estagnada.

As Figuras 5.18 e 5.19 apresentam resultados de simulação numérica para tempos maiores do processo de deposição. Como pode ser observado nas figuras, o efeito do número de Lewis na espessura de deposição é desprezível para pequenas diferenças de temperatura ($Ste = 0,19$) e apenas um pouco mais pronunciado para o caso de $Ste = 0,29$. Um aumento no número de Lewis de 100 vezes produz um aumento na espessura de deposição de cerca de 25%.

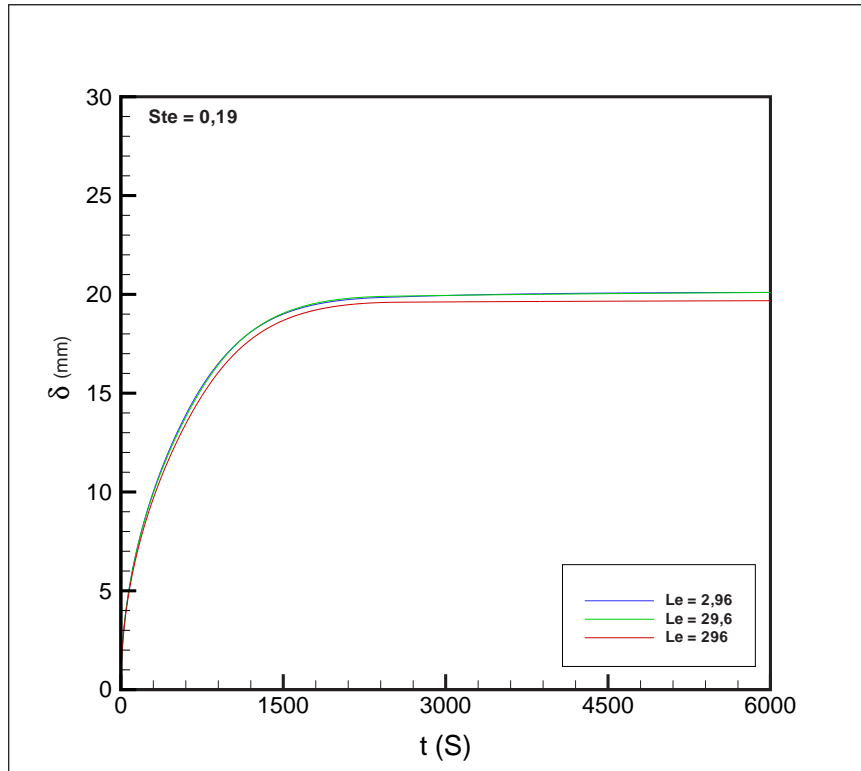


Figura 5.18: Variação temporal da espessura de depósito de parafina em cavidade estagnada.

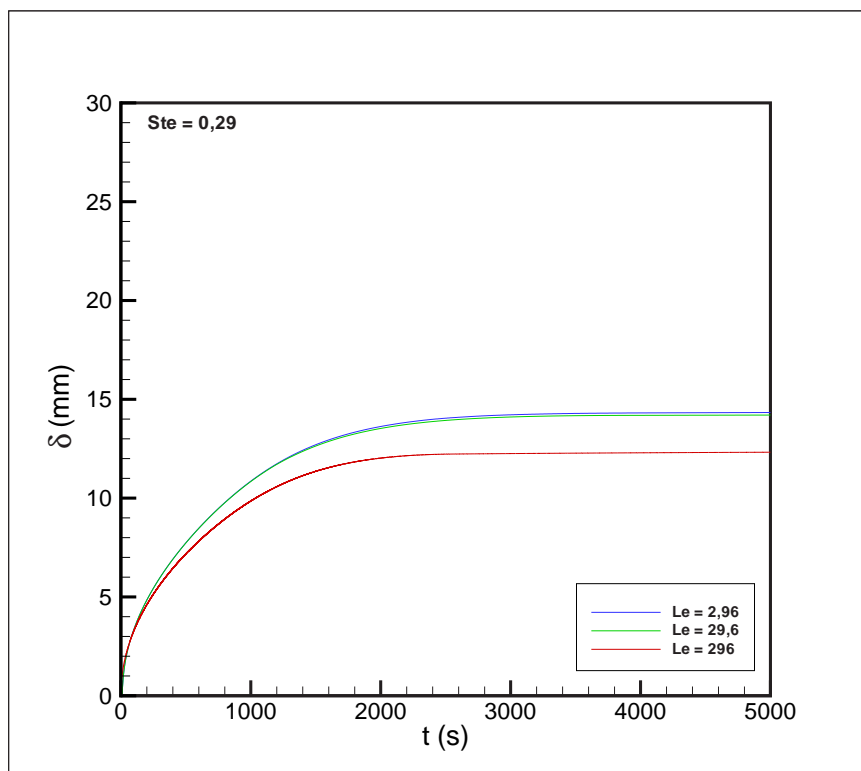


Figura 5.19: Variação temporal da espessura de depósito de parafina em cavidade estagnada.