



PROJETO DE GRADUAÇÃO

**ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO
DE EMULSÕES EM CONVECÇÃO NATURAL
EM CAVIDADES FECHADAS**

Roberto Bittar Bigonha

Brasília, 9 de novembro de 2021

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO
DE EMULSÕES EM CONVECÇÃO NATURAL
EM CAVIDADES FECHADAS**

Roberto Bittar Bigonha

*Relatório submetido ao Departamento de Engenharia
Mecânica como requisito parcial para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico*

Banca Examinadora

Prof. Taygoara F. de Oliveira, ENM/UnB
Orientador

M.^a Isadora Montenegro Bugarin
Co-orientadora

Prof. Adriano Possebon Rosa, ENM/UnB
Examinador interno

Prof. André von Borries Lopes, ENM/UnB
Examinador interno

M.e Ivan Rosa de Siqueira, ChBE/Rice Univ.
Examinador externo

Dedicatória

Dedico este trabalho à memória do meu avô-padrinho, Naim Bittar, à minha avó-madrinha, Jovelina Rocha Bittar, e aos meus avós Antonio da Silva Bigonha e Helena Alpino Bigonha.

Roberto Bittar Bigonha

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer aos meus pais, Antonio Carlos e Márcia, e aos meus irmãos, Antonio e Márcio, por sempre me apoiarem em todos os projetos que já me dispus a realizar dentro e fora do ambiente acadêmico. Sem vocês, nenhuma conquista seria possível. Esse agradecimento se estende a toda a minha família. Agradeço muito também aos meus amigos e fiéis parceiros de jornada do Bruxaria – Dinha, Enzin, Hansen, Ismael, Roger e Shun – pelos vários dias (e mais do que poucas noites) de trabalhos e links no Google Meets. "Não nos afastemos muito", diria Drummond, e nós realmente não nos afastamos. Fomos de mãos dadas. Agradeço também à minha amiga Thieme, que, mesmo longe, sempre se faz tão presente e se fez tão presente ao longo desse ano. Agradeço demais, é claro, ao Professor Taygoara, meu orientador, que, ministrando com maestria ímpar as disciplinas de Máquinas Térmicas e Transferência de Calor, me fez ter certeza que eu queria trabalhar sob sua orientação. Obrigado pela paciência e pelos ensinamentos ao longo desses semestres de PG e desses anos de graduação. Obrigado também à minha coorientadora, Isadora, por abrir as portas para esse estudo e por tratar este trabalho e as minhas diversas dúvidas com tanto cuidado. Ao Professor Adriano, agradeço por fazer despertar em mim o interesse pela inspiradora área da Dinâmica dos Fluidos Computacional, e, ao Professor André, agradeço pela atenção comigo desde a sua chegada ao Departamento.

A todos aqui citados e aos que participaram desse processo de alguma forma, meus mais sinceros agradecimentos por me auxiliarem na improvável tarefa de iniciar e concluir um Projeto de Graduação durante uma pandemia.

Roberto Bittar Bigonha

RESUMO

O presente trabalho propõe o estudo numérico da transferência de calor por convecção de emulsões em uma cavidade quadrada. O interesse nesse tipo de escoamento é justificado pela possibilidade de aplicação em diversas indústrias. Na realização desse projeto, fez-se uma revisão bibliográfica e apresentaram-se os métodos para a resolução das equações governantes, utilizando o método de Crank-Nicolson para evolução temporal e o método de projeção para evolução espacial. Procurou-se validar o código utilizado por meio da comparação com o clássico caso da cavidade com tampa cisalhante. Após a verificação de concordância dos resultados obtidos com os encontrados na literatura, pôde-se, a partir da implementação do método Level Set, inserir uma gota na cavidade, transformando o escoamento em multifásico. Observou-se a gota no caso do escoamento da cavidade em cisalhamento simples, e concluiu-se que o comportamento ocorreu de acordo com o esperado. Depois disso, foi implementada a equação da energia e fizeram-se as modificações necessárias nas equações governantes para tornar possível o estudo do fenômeno de convecção natural na cavidade com emulsão. A trajetória da gota para diferentes números de Rayleigh e de Prandtl foi observada, mostrando que, conforme o número de Rayleigh aumenta, maior é o caminho percorrido pela gota dentro da cavidade. Depois, observou-se o efeito da variação das propriedades térmicas da gota em sua trajetória. Para $Ra = 10^3$, as trajetórias observadas apresentaram comportamento similar, com o regime estacionário sendo alcançado mais rapidamente quando a condutividade térmica da gota é maior. Já para $Ra = 10^4$, atingiu-se rapidamente o regime estacionário quando o calor específico da gota foi maior. Por último, analisou-se o efeito do número de capilaridade na trajetória da gota para três valores diferentes. Variando-se as propriedades térmicas em três configurações de valores, observou-se que, conforme a capilaridade aumenta, mais a gota se aproximou do centro da cavidade. Além disso, apenas no caso em que as propriedades térmicas possuem razão unitária foi observado um aumento no número de Nusselt com o aumento da capilaridade.

Palavras-chave: *Transferência de Calor Numérica; Convecção Natural Interna; Método Level Set; Escoamento de Emulsão.*

ABSTRACT

The present work proposes the numerical study of convective heat transfer of emulsions in square cavities. The interest in this type of flow is justified by the possibility of application in several industries. At first, a literature review was performed and the methods for solving the governing equations were presented, using the Crank-Nicolson method for temporal evolution and the projection method for spatial evolution. It was sought to validate the code used through comparison with the classical case of the lid-driven cavity. After checking the agreement of the results obtained with those found in the literature, it was possible, from the implementation of the Level Set method, to insert a drop in the cavity, transforming the flow into multiphase. The drop was observed in the case of the cavity flow in simple shear, and it was concluded that the behavior occurred as expected. After that, the energy equation was implemented and the necessary modifications were made to the governing equations to make it possible to study the natural convection phenomenon in the cavity with emulsion. The trajectory of the droplet for different Rayleigh and Prandtl numbers was observed, showing that as the Rayleigh number increases, the longer is the path taken by the droplet inside the cavity. Then, the effect of varying the thermal properties of the droplet on its trajectory was observed. For $Ra = 10^3$, the observed trajectories showed similar behavior, with the steady state being reached faster when the thermal conductivity of the droplet is higher. For $Ra = 10^4$, the steady state was quickly reached when the specific heat of the droplet was higher. Finally, the effect of capillary number on the droplet trajectory for three different values was analyzed. By varying the thermal properties in three settings of values, it was observed that as the capillarity increased, the closer the droplet came to the center of the cavity. Furthermore, only in the case where the thermal properties have unit ratio was an increase in Nusselt number observed with increasing capillarity.

Keywords: *Numerical Heat Transfer; Internal Natural Convection; Level Set Method; Emulsion Flow.*

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	MOTIVAÇÃO	1
1.2	OBJETIVO	2
1.3	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	2
2	FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	4
2.1	ESCOAMENTO MULTIFÁSICO EM CONVECÇÃO NATURAL	4
2.2	EQUAÇÕES GOVERNANTES	4
2.3	PROBLEMAS UTILIZADOS PARA VERIFICAÇÃO NUMÉRICA	7
3	METODOLOGIA NUMÉRICA	10
3.1	MÉTODO DE DIFERENÇAS FINITAS	10
3.2	MÉTODO DE CRANK-NICOLSON	11
3.3	MÉTODO DE PROJEÇÃO	12
3.4	CONDIÇÕES DE CONTORNO	15
3.5	SISTEMAS LINEARES	16
3.6	TERMOS ADVECTIVOS	17
3.7	MALHA DEFASADA	18
3.8	<i>Level Set</i>	19
3.8.1	EQUAÇÃO EVOLUTIVA DE ϕ	21
3.8.2	REINICIALIZAÇÃO	22
3.9	CENTRO DE GRAVIDADE DA GOTA	23
4	RESULTADOS	24
4.1	ANÁLISE DE CONVERGÊNCIA DA MALHA	24
4.2	VERIFICAÇÃO NUMÉRICA DO MÉTODO DE PROJEÇÃO	25
4.3	VERIFICAÇÃO NUMÉRICA DA CONVECÇÃO NATURAL	26
4.4	VERIFICAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO BIFÁSICO	28
4.5	ESCOAMENTO BIFÁSICO EM CONVECÇÃO NATURAL	29
4.5.1	EFEITOS DO NÚMERO DE RAYLEIGH NO ESCOAMENTO	29
4.5.2	EFEITOS DA VARIAÇÃO DAS PROPRIEDADES TÉRMICAS	37
4.5.3	EFEITOS DO NÚMERO DE CAPILARIDADE	39
5	CONCLUSÃO	43

5.1	CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	43
5.2	TRABALHOS FUTUROS.....	44
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	45

LISTA DE FIGURAS

2.1	Ilustração do problema estudado, com paredes laterais mantidas a temperaturas diferentes e paredes superior e inferior adiabáticas. No início do escoamento, o centro da gota se encontra no ponto $\mathbf{x}_0 = (0, 25; 0, 5)$	5
2.2	Ilustração da cavidade com tampa cisalhante.	8
2.3	Ilustração do escoamento em cisalhamento simples. A mesma velocidade U_0 é imposta às paredes superior e inferior, com sentidos opostos, resultando no escoamento cisalhante e deformando a gota.	8
3.1	Detalhe de uma malha cartesiana para análise de diferenças finitas em duas dimensões.	10
3.2	Representação de malha cartesiana para análise de diferenças finitas em duas dimensões.....	19
3.3	Representação de interface relacionada à função ϕ	20
4.1	Comparação das linhas de corrente obtidas neste trabalho (em cima) e por Ghia, Ghia e Shin (1982) (abaixo) para $Re = 100$ (a, d), 400 (b, e) e 1000 (c, f).....	25
4.2	Resultados das componentes u (a) e v (b) encontrados neste trabalho e por Ghia, Ghia e Shin (1982) para diferentes números de Reynolds.	26
4.3	Campos de temperatura obtidos neste trabalho – em cima – e por Barakos, Mitsoulis e Assimacopoulos (1994) – abaixo – para $Ra = 10^3$ (a, d), $Ra = 10^4$ (b, e) e $Ra = 10^5$ (c, f).....	27
4.4	Linhas de corrente obtidas neste trabalho (em cima) e obtidos por Barakos, Mitsoulis e Assimacopoulos (1994) (abaixo) para $Ra = 10^3$ (a, d), 10^4 (b, e) e 10^5 (c, f).....	27
4.5	Verificação do método <i>Level Set</i> por meio do escoamento em cisalhamento simples com $Re = 10^{-2}$ e $Ca = 2$	28
4.6	Deformação da gota em função do número de capilaridade. Comparam-se os valores encontrados neste trabalho com os valores encontrados por Taylor (1934), Ioannou, Liu e Zhang (2016), Kwak e Pozrikidis (1998) e Kennedy, Pozrikidis e Skalak (1994).	29
4.7	$Ra = 10^2, Pr = 0, 71$	30
4.7	Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^2$ e $Pr = 0, 71$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$	31
4.8	$Ra = 10^3, \lambda_k = 1, \lambda_c = 1$	32
4.8	Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^3$ e $Pr = 1$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.	33
4.8	$Ra = 10^4, \lambda_k = 1, \lambda_c = 1$	34
4.8	Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^4$ e $Pr = 0, 1$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.	35

4.9	$Ra = 10^4, Pr = 10^3, \lambda_k = 1, \lambda_c = 1$	36
4.10	$Ra = 10^5, Pr = 10^3, \lambda_k = 1, \lambda_c = 1$	36
4.10	Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^5$ e $Pr = 10^3$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.	37
4.11	$Ra = 10^3, \lambda_k = 10$ (linha azul) e $\lambda_c = 10$ (linha vermelha).	38
4.12	Deslocamento do centro de gravidade da gota para $Ra = 10^4$. As curvas azuis representam $\lambda_k = 10$, as curvas vermelhas representam $\lambda_c = 10$ e, em (a), a curva verde representa $\lambda_k = \lambda_c = 1$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$	39
4.13	Deslocamento do centro de gravidade da gota para $Ra = 10^3$ e $Pr = 1$. As curvas vermelhas representam $Ca = 10^{-2}$, as curvas verdes representam $Ca = 0,1$ e as curvas azuis representam $Ca = 1$	40
4.13	$Ra = 10^3, Pr = 1, Ca = 10^{-2}$ (linha vermelha), $Ca = 0,1$ (linha verde) e $Ca = 1$ (linha azul).	42

LISTA DE TABELAS

4.1	Análise de convergência de malha para o número de Nusselt em um escoamento com $Ra = 10^5$	24
4.2	Números de Nusselt encontrados para diferentes valores de Ra em trabalhos de referência e neste trabalho, a fim de verificar o escoamento de convecção natural monofásica.....	26

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

A	Área
a	Raio da gota
c_p	Calor específico a volume constante
D	Deformação da gota
B_1	Maior comprimento da gota
B_2	Menor comprimento da gota
CG	Centro de gravidade
\mathbf{F}_c	Forças de contato
g	Aceleração da gravidade
H	Função Heaviside
h	Coefficiente de transferência de calor por convecção
k	Condutividade térmica
L_C	Comprimento característico
$\hat{\mathbf{n}}$	Vetor normal
p	Pressão
S	Função sinal
T	Temperatura
t	Tempo
U_C	Velocidade característica
\mathbf{u}	Vetor velocidade
u	Componente horizontal da velocidade
V	Volume
v	Componente vertical da velocidade

Símbolos Gregos

α	Difusividade térmica
β	Coefficiente de expansão volumétrica
χ	Pressão tentativa
δ	Delta de Dirac
Δ	Varição entre duas grandezas similares
ϵ	Largura de banda de difusão numérica
Γ	Interface
κ	Curvatura
λ	Multiplicador Lagrange
λ_c	Razão de calor específico
λ_k	Razão de condutividade térmica
μ	Viscosidade dinâmica
∇	Operador nabla
ν	Viscosidade cinemática
Ω	Domínio
ϕ	Função distância
ρ	Massa específica
σ	Tensão superficial
τ	Tempo virtual
θ	Temperatura adimensional

Grupos Adimensionais

Ca	Número de Capilaridade
Pr	Número de Prandtl
Nu	Número de Nusselt
Ra	Número de Rayleigh
Re	Número de Reynolds

Subscritos

1	No interior da gota
2	No exterior da gota
<i>gota</i>	Propriedade da gota
H	Alta
L	Baixa
x	Na direção x
y	Na direção y
∞	Suficientemente distante da superfície

Sobrescritos

T Transposto

Capítulo 1

Introdução

1.1 Motivação

A transferência de calor por convecção alcançou o *status* de ciência contemporânea e seu estudo desperta muito interesse devido à necessidade de compreensão do escoamento de um fluido como transportador de energia e matéria, segundo Bejan (2013). Aplicações ordinárias do nosso dia-a-dia envolvendo transferência de calor têm a convecção natural como principal mecanismo. Como exemplo, podem ser citados o resfriamento de equipamentos eletrônicos, tais como transistores de potência, TVs e DVDs; a transferência de calor em radiadores de aquecedores; a transferência de calor em serpentinas de refrigeração; e até a transferência de calor no corpo de humanos (Çengel; Ghajar, 2003).

Além do estudo de convecção, tem-se a motivação do estudo de emulsões. Ele é de grande interesse de indústrias responsáveis por produtos do nosso cotidiano, como as de fármacos, de alimentos e de petróleo (Umar et al., 2018). A textura de sorvetes, talvez um dos atributos mais atrativos desse alimento, é resultado da contribuição das várias fases presentes na estrutura, como cristais de gelo, bolhas de ar, glóbulos de gordura parcialmente coalescidos e a fase contínua composta por solutos e macromoléculas dissolvidos e suspensos (Goff, 1997). A formação dessa estrutura é extremamente complexa, tendo os aspectos coloidais um papel muito importante. A compreensão desses aspectos permite que se lide melhor com problemas e situações envolvendo a manufatura do sorvete.

Além disso, o uso de emulsões na ciência tem sido bastante evidenciado pela sua possibilidade de aplicação em vacinas. Como adjuvantes – substâncias utilizadas para estimular o sistema imunológico e aumentar uma resposta imune precoce, duradoura e eficiente –, testes foram realizados em vacinas contra diversos vírus por Xia et al. (2018) e até contra o vírus da COVID-19 por Peng et al. (2020), obtendo resultados positivos e boa resposta imunológica.

Já em processos industriais, muitos procedimentos que se utilizam de emulsões apresentam a transferência de calor como ponto de interesse. Estudos conduzidos nas últimas décadas por Bulanov, Skripov e Khmyl'nin (1984) e Roesle e Kulacki (2010), por exemplo, mostraram que há uma melhora no coeficiente de transferência de calor em um trocador de calor ao se ferver a fase

dispersa de uma emulsão diluída, quando comparado ao processo em um sistema monofásico.

1.2 Objetivo

O objetivo geral deste trabalho é analisar o comportamento de uma gota dentro de uma cavidade quadrada à qual se impõe gradiente de temperatura. Isso será feito por meio da implementação numérica do problema em um programa na linguagem *Fortran*. A cavidade possui paredes superior e inferior adiabáticas, e as paredes laterais são fixadas a temperaturas diferentes entre si. Assim, espera-se que ocorra um escoamento de convecção natural dentro da cavidade, observando-se tanto os efeitos da gota no escoamento quanto os efeitos do escoamento sobre a gota.

Os objetivos específicos do trabalho são:

- utilizando o método de diferenças finitas, discretizar as equações de Navier-Stokes;
- para a discretização temporal, implementar o método de Crank-Nicolson;
- para a discretização espacial, utilizar o método de projeção;
- a fim de verificar o sucesso da metodologia, resolver, por meio de código na linguagem *Fortran*, o problema da cavidade com tampa cisalhante para escoamento monofásico;
- implementar a metodologia *Level Set* para adicionar uma gota ao escoamento.
- apresentar a verificação numérica da implementação do *Level Set* a partir do escoamento em cisalhamento simples;
- alterar as equações de Navier-Stokes, colocando a aproximação de Boussinesq para considerar variações na massa específica apenas nos termos de empuxo;
- implementar a equação da energia, a fim de se observar a cavidade em convecção natural, e fazer a verificação numérica dos resultados obtidos;
- inserir a gota no escoamento e variar parâmetros como os números de Rayleigh, de Prandtl e de capilaridade e as propriedades térmicas da gota, observando os efeitos dessas variações na trajetória percorrida por ela e na transferência de calor.

1.3 Revisão bibliográfica

Bejan (2013) aponta que a importância do estudo da convecção natural em cavidades pode ser percebida pelo volume de pesquisas realizadas ao longo das últimas décadas. Além disso, afirma que o estudo do tema pode ser dividido em dois grandes grupos: as cavidades aquecidas pela lateral e as cavidades aquecidas por baixo – resultando no fenômeno da convecção de Rayleigh-Bernard.

As cavidades aquecidas pela lateral começaram a ser estudadas por Batchelor (1954), que propôs uma formulação matemática para estudar a circulação de ar em prédios. Em sua análise,

foi considerada uma cavidade retangular com valores altos de razão de aspecto e utilizou-se um fluido caracterizado pelo número de Prandtl próximo de 1. Entre as conclusões, Batchelor mostrou que o escoamento é determinado somente pelo número de Prandtl, pelo número de Rayleigh e pela razão de aspecto. Além disso, concluiu que tanto para baixos números de Rayleigh quanto para razões de aspecto altas, a transferência de calor se dá majoritariamente por condução.

Duarte, Serfaty e Neto (2019) apresentaram uma análise qualitativa e quantitativa dos impactos do número de Prandtl em escoamentos bifásicos utilizando métodos numéricos. O problema consistia em uma bolha dentro de uma cavidade sujeita à aceleração da gravidade e a um campo de temperatura não uniforme, mantendo-se valores constantes para o número de Grashof e variando-se o raio da bolha e o número de Prandtl do escoamento, observando o efeito dessas variações no número de Nusselt médio. Utilizou-se um modelo de cavidade tridimensional, e as equações foram resolvidas com um método de volumes finitos em uma malha tridimensional defasada uniforme, e a modelagem da turbulência foi feita utilizando a metodologia LES. Os resultados apontaram alterações no número de Nusselt em função do número de Prandtl e do raio da bolha. Além disso, notou-se que a presença de uma fase dispersa não aumentou a transferência de calor na parede; o número de Prandtl do escoamento, por sua vez, afeta a taxa de transferência local.

Um estudo do movimento de gotas em convecção natural em uma cavidade quadrada utilizando um método *Level Set* de ordem alta foi feito por Bugarin e Oliveira (2021). O caminho percorrido pela gota para diferentes números de Rayleigh e pontos iniciais da gota foi analisado. A influência da condutividade térmica e do calor específico no trajeto da gota também foi observada. Observaram-se padrões de comportamento para diferentes valores dos parâmetros variáveis, destacando-se a influência das condições iniciais no escoamento em regime estacionário. Tanto valores baixos para o número de Rayleigh, da ordem de 10^2 , quanto valores intermediários, da ordem de 10^3 , resultaram em comportamento linear da gota, em que sua posição inicial não teve influência no padrão percorrido.

Concluiu-se que o comportamento da gota é definido pelo regime do escoamento – linear ou não linear, a depender do número de Rayleigh. Além disso, percebeu-se que a gota apresenta um desses dois tipos de trajetória: um movimento periódico que resulta em caminhos fechados ou um movimento helicoidal do seu ponto inicial até o centro da cavidade. O ponto inicial da gota também pode ter grande efeito na sua trajetória, e notou-se que as propriedades térmicas da gota – como condutividade térmica e calor específico, expressos em termos da razão entre as propriedades da fase dispersa e da fase contínua – também afetam o caminho percorrido.

Capítulo 2

Formulação do Problema

2.1 Escoamento multifásico em convecção natural

O problema estudado é o escoamento laminar e bidimensional dentro de uma cavidade quadrada fechada, ilustrada na Fig. 2.1. O escoamento é considerado incompressível, com a aplicação da hipótese de Boussinesq. Dessa forma, a massa específica é considerada constante, exceto nos termos de empuxo.

A uma cavidade quadrada, com altura e comprimento L , é imposto um gradiente de temperatura. A parede esquerda é mantida a uma temperatura superior T_H , e a parede direita é mantida a uma temperatura inferior T_C , enquanto as paredes superior e inferior não realizam trocas de calor. Inicialmente, o fluido é isotérmico ($T = 0$) e imóvel ($u = v = 0$) em todos os pontos no interior da cavidade. A partir daí, na presença de um campo gravitacional, o fluido adjacente à parede quente sobe, devido à redução em sua massa específica, e o fluido adjacente à superfície fria desce, devido ao aumento em sua massa específica. Isso promove um movimento de rotação dentro da cavidade.

Imersa na fase contínua, é colocada uma gota circular com raio inicial a igual a $L/8$, sendo ela liberada do ponto $\mathbf{x}_0 = (0, 25; 0, 5)$. Assume-se que a gota e a fase contínua possuem a mesma viscosidade dinâmica, μ , a mesma massa específica, ρ , e o mesmo coeficiente de expansão térmica, β .

2.2 Equações governantes

As equações que regem o escoamento são a equação da continuidade, a equação da conservação de quantidade de movimento com aproximação de Boussinesq nas coordenadas x e y e a equação da energia. A aproximação de Boussinesq consiste em duas hipóteses, segundo Kays e Crawford (1993):

1. Todas as propriedades térmicas são consideradas constantes, exceto a massa específica no termo de empuxo;

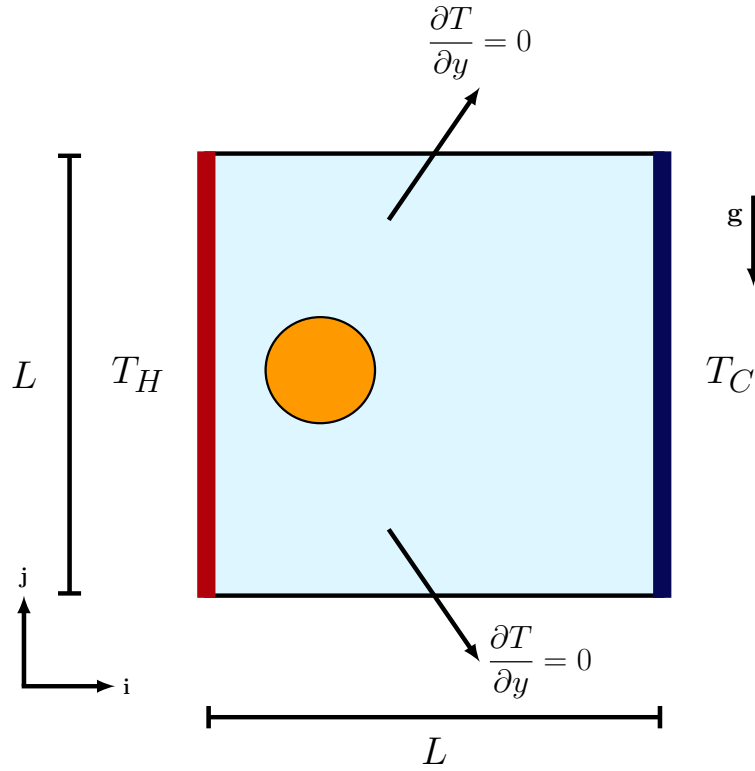


Figura 2.1: Ilustração do problema estudado, com paredes laterais mantidas a temperaturas diferentes e paredes superior e inferior adiabáticas. No início do escoamento, o centro da gota se encontra no ponto $\mathbf{x}_0 = (0, 25; 0, 5)$.

2. A variação na massa específica pode ser aproximada por uma equação linear, dada por

$$\rho_\infty - \rho = \rho_\infty \beta (T - T_\infty), \quad (2.1)$$

em que ρ é a massa específica e T é a temperatura, T_∞ é a temperatura de referência, igual à temperatura da parede fria.

Considerando o escoamento incompressível de um fluido newtoniano, as equações são dadas, respectivamente, por

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \sigma \kappa \delta(\phi) \hat{n}_x, \quad (2.3)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho g \beta (T_H - T_C) + \sigma \kappa \delta(\phi) \hat{n}_y, \quad (2.4)$$

$$\rho c_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T), \quad (2.5)$$

em que $\mathbf{u} = (u, v)$ é o vetor velocidade, t é o tempo, p é a pressão, g é a aceleração gravitacional, n_x e n_y são as componentes do vetor normal à superfície da gota, σ é a tensão interfacial, $\hat{\mathbf{n}} = (n_x, n_y)$,

$\kappa = \nabla \cdot \hat{\mathbf{n}}$ é a curvatura local média, e $\delta(\phi)$ é a função delta de Dirac suavizada relativa à função distância, ϕ , utilizada para rastreamento da interface no uso do método *Level Set*. As propriedades térmicas são a capacidade calorífica a volume constante, dada por c_v , e a condutividade térmica, dada por k . Além disso, ∇ é o operador nabla.

A fim de simplificar a implementação numérica, são feitas as adimensionalizações das equações governantes. Para isso, definem-se grandezas características relativas às variáveis e são utilizados grupos adimensionais comuns no estudo de dinâmica dos fluidos. As grandezas características são, desse modo, descritas como

$$L_C = L, \quad U_C = \frac{\alpha}{L}, \quad p_C = \frac{\rho\alpha^2}{L^2},$$

$$t_C = \frac{L^2}{\alpha}, \quad \theta = \frac{T - T_C}{T_H - T_C},$$

em que α é a difusividade térmica, $\alpha = k/\rho c_v$, L é o comprimento e a altura da cavidade e a letra grega θ é a temperatura na forma adimensional. As letras L_C , U_C , p_C e t_C representam, respectivamente, o comprimento, a velocidade, a pressão e o tempo característicos.

Desse modo, as demais variáveis são adimensionalizadas como

$$x^* = \frac{x}{L_C}; \quad y^* = \frac{y}{L_C}; \quad u^* = \frac{u}{U_C};$$

$$v^* = \frac{v}{U_C}; \quad p^* = \frac{p}{p_C}; \quad t^* = \frac{t}{t_C},$$

em que os asteriscos indicam que as variáveis estão escritas na forma adimensional e, para facilitar a representação das equações, serão omitidos daqui para frente. Os grupos adimensionais a serem utilizados são o número de Prandtl, representado por Pr , o número de Rayleigh, representado por Ra , e o número de capilaridade, representado por Ca , definidos, respectivamente, como

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad Ra = Pr \frac{g\beta(T_H - T_C)L_C^3}{\nu^2}, \quad Ca = \frac{\alpha\mu a}{\sigma L_C^2},$$

em que ν é a viscosidade cinemática, $\nu = \frac{\mu}{\rho}$. O número de Prandtl indica a razão entre a difusividade de quantidade de movimento e a difusividade térmica. Já o número de Rayleigh representa a razão entre a escala de tempo do transporte térmico por difusão e a escala de tempo do transporte térmico por convecção. O número de capilaridade, por sua vez, é uma medida da relação entre as forças viscosas e a tensão interfacial entre os dois fluidos. Outro grupo adimensional relevante no estudo de problemas de convecção é o número de Nusselt, Nu , definido como

$$Nu = \frac{hL_C}{k}, \quad (2.6)$$

em que h é o coeficiente de troca de calor por convecção. Tem-se esse parâmetro como o coeficiente adimensional de transferência de calor por convecção. Ele representa o aumento da transferência de calor através da camada de fluido por convecção em relação à transferência de calor por condução.

Maiores números de Nusselt significam processos de convecção mais eficazes. Se o número de Nusselt é igual à unidade, a transferência de calor através da camada de fluido ocorre por condução pura.

Feitas as adimensionalizações, as Eqs. (2.2), (2.3), (2.4) e (2.5) são escritas, respectivamente, como

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla u = -\frac{\partial p}{\partial x} + Pr \nabla^2 u - \frac{Pr}{Ca} \kappa n_x \delta(\phi), \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla v = -\frac{\partial p}{\partial y} + Pr \nabla^2 v - \frac{Pr}{Ca} \kappa n_y \delta(\phi) + Ra Pr \theta, \quad (2.9)$$

$$c_v(\phi) \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta \right) = \nabla \cdot (k(\phi) \nabla \theta). \quad (2.10)$$

Sabendo disso, a equação da energia pode ser descrita de modo a considerar as variações das propriedades térmicas dos fluidos em escoamento ao longo da função distância, dada por ϕ , considerando os parâmetros c_v e k variáveis de acordo com ϕ , de modo que

$$c_v(\phi) = \lambda_c + (1 - \lambda_c) H(\phi), \quad (2.11)$$

$$k(\phi) = \lambda_k + (1 - \lambda_k) H(\phi), \quad (2.12)$$

em que $\lambda_c = \frac{c_{v1}}{c_{v2}}$ e $\lambda_k = \frac{k_1}{k_2}$ os subscritos 1 e 2 representam as propriedades no fluido no interior e no exterior da gota, respectivamente, e $H(\phi)$ é a função Heaviside suavizada.

2.3 Problemas utilizados para verificação numérica

A fim de se verificar a implementação do método de projeção, analisa-se um problema mais simples, o da cavidade com tampa cisalhante. Esse caso é amplamente utilizado como teste de validação devido à simplicidade de sua geometria e das condições de contorno. O objetivo desse estudo é analisar o comportamento do fluido contido na cavidade para diferentes números de Reynolds, observando a posição do vórtice principal e a formação de vórtices secundários conforme o número de Reynolds é aumentado. Uma ilustração da cavidade em escoamento cisalhante com as condições de contorno em cada parede é apresentada na Fig. 2.2.

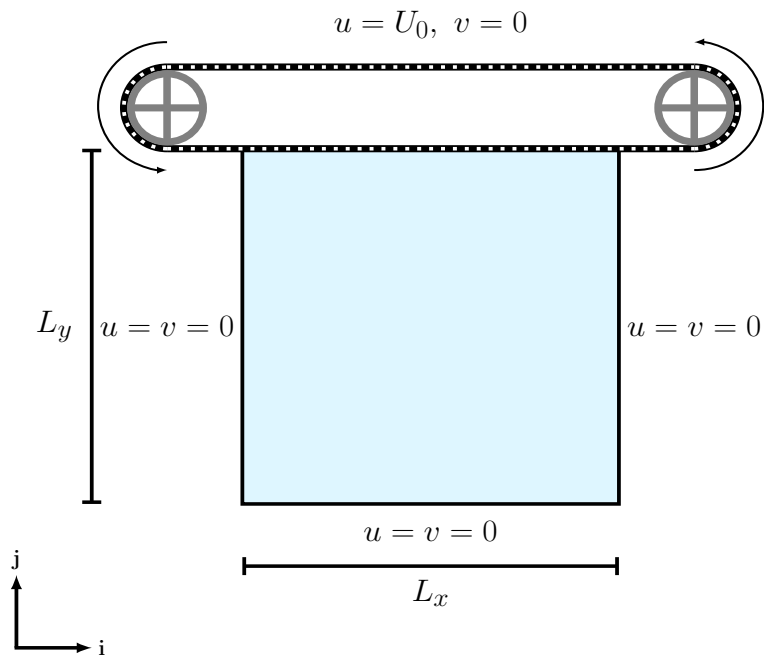


Figura 2.2: Ilustração da cavidade com tampa cisalhante.

Já para a verificação numérica do método *Level Set*, será analisado o problema do escoamento em cisalhamento simples. Nesse caso, as paredes superior e inferior se movem com velocidade U_0 em sentidos contrários, de modo que, na parede superior, $u = U_0$, e na parede inferior, $u = -U_0$, conforme ilustrado na Fig. 2.3. Nas paredes laterais, as condições de contorno são periódicas.

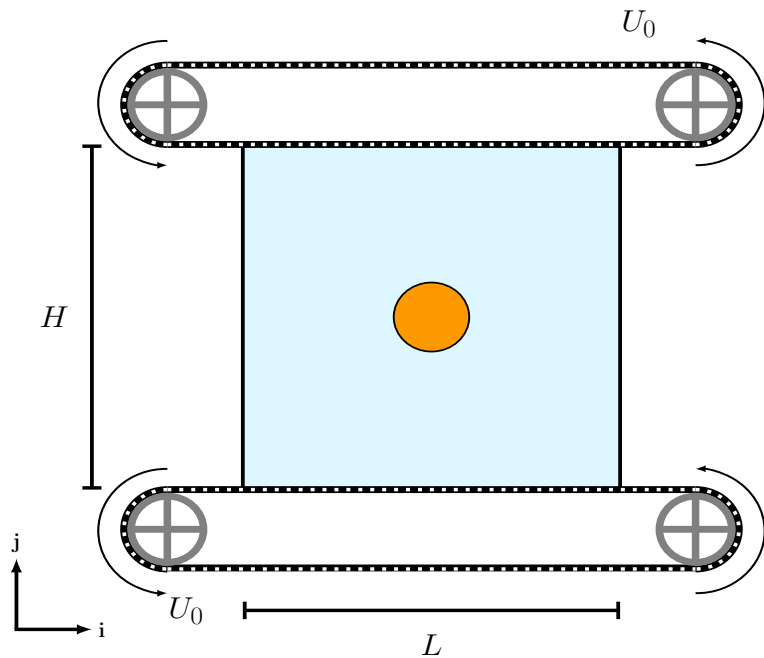


Figura 2.3: Ilustração do escoamento em cisalhamento simples. A mesma velocidade U_0 é imposta às paredes superior e inferior, com sentidos opostos, resultando no escoamento cisalhante e deformando a gota.

Um meio de se verificar a implementação do método *Level Set* é observar a deformação da gota em função do número de capilaridade. A deformação D é dada por

$$D = \frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2}, \quad (2.13)$$

em que B_1 e B_2 são, respectivamente, o maior e o menor comprimento da gota ao se atingir o regime estacionário. Dessa forma, evidentemente, se $B_1 = B_2$, a deformação D igual a zero, e a gota mantém seu formato perfeitamente circular.

Capítulo 3

Metodologia Numérica

3.1 Método de diferenças finitas

Para a discretização espacial, foi utilizado o método de diferenças finitas. Ele consiste na resolução de equações diferenciais com base na substituição de quantidades diferenciais em diferenças suficientemente pequenas, permitindo a descrição de um problema contínuo por um modo discreto. Uma malha composta por nós, conforme apresentado na Fig. 3.1, é utilizada para o cálculo de propriedades ao longo do domínio observado.

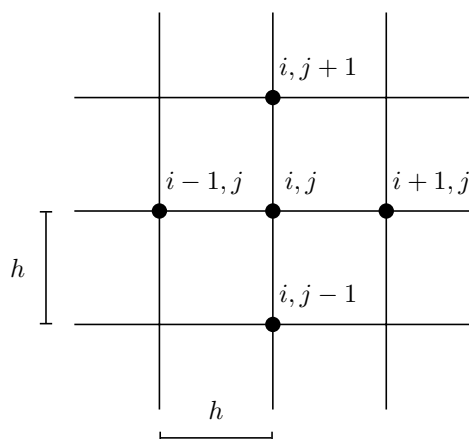


Figura 3.1: Detalhe de uma malha cartesiana para análise de diferenças finitas em duas dimensões.

Os métodos envolvendo diferenças finitas substituem as derivadas por uma aproximação diferença-quociente adequada, sendo ela, assim como o tamanho do passo h , igual nas duas dimensões no caso de uma malha uniforme quadrada, escolhida para manter uma ordem específica de erro de truncamento (Burden; Faires, 2008). Para uma função $u(x)$, a derivada no ponto x_i é dada por

$$u_x = \frac{du}{dx} = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{u(x+h) - u(x)}{h}, \quad (3.1)$$

que é a razão entre os incrementos da função e da variável independente quando $h \rightarrow 0$. Se esse

limite não for tomado, tem-se

$$\frac{du}{dx} \approx \frac{u(x+h) - u(x)}{h}, \quad (3.2)$$

como equação aproximada para a derivada. Fazendo-se a expansão em série de Taylor da função u no ponto x , tem-se

$$u(x_i + h) = u(x_i) + h \frac{du}{dx_i} + \frac{h^2}{2} \frac{d^2u}{dx_i^2} + \frac{h^3}{3!} \frac{d^3u}{dx_i^3} + \dots, \quad (3.3)$$

$$u(x_i - h) = u(x_i) - h \frac{du}{dx_i} + \frac{h^2}{2} \frac{d^2u}{dx_i^2} - \frac{h^3}{3!} \frac{d^3u}{dx_i^3} + \dots \quad (3.4)$$

Desprezando todos os termos do lado direito de ordem h^2 e superior, obtém-se uma aproximação para a primeira derivada. Desse modo, é possível resolver as derivadas de uma função de três maneiras diferentes a partir das Eqs. (3.3) e (3.4), diretamente ou pela subtração delas:

- Diferenças avançadas:

$$\frac{du}{dx_i} = \frac{u(x_i + h) - u(x_i)}{h} + \mathcal{O}(h); \quad (3.5)$$

- Diferenças atrasadas:

$$\frac{du}{dx_i} = \frac{u(x_i) - u(x_i - h)}{h} + \mathcal{O}(h); \quad (3.6)$$

- Diferenças centradas:

$$\frac{du}{dx_i} = \frac{u(x_i + h) - u(x_i - h)}{2h} + \mathcal{O}(h^2). \quad (3.7)$$

Tanto as diferenças avançadas quanto as atrasadas apresentam erro da mesma ordem de h . A equação de diferenças centradas possui erro de ordem h^2 . Desse modo, para diferenças centradas, um refinamento na malha apresenta uma melhora proporcional ao quadrado da razão de diminuição de h .

Por meio da soma das Eqs. (3.3) e (3.4), obtém-se a expressão para cálculo da segunda derivada utilizando diferenças centradas,

$$\frac{d^2u}{dx_i^2} = \frac{u(x_i + h) - 2u(x_i) + u(x_i - h)}{h^2} + \mathcal{O}(h^2). \quad (3.8)$$

3.2 Método de Crank-Nicolson

Para a aproximação temporal, utilizou-se o método de Crank-Nicolson. Entre suas vantagens, podem-se destacar sua consistência e estabilidade, por ser um método implícito. Além disso, sua aproximação é de segunda ordem.

O método de Crank-Nicolson é obtido a partir da média dos métodos de Euler explícito e implícito. Para resolver uma equação de difusão unidimensional, que varia no tempo, dada por

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \quad (3.9)$$

o método de Euler explícito pode ser descrito como

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} (u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1})^n, \quad (3.10)$$

e o implícito, como

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} (u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1})^{n+1}. \quad (3.11)$$

Tem-se, então, pelo método de Crank-Nicolson,

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \frac{1}{2} \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} (u_{i+1}^{n+1} - 2u_i^{n+1} + u_{i-1}^{n+1}) + \frac{1}{2} \frac{\alpha \Delta t}{\Delta x^2} (u_{i+1}^n - 2u_i^n + u_{i-1}^n) \quad (3.12)$$

Neste trabalho, pretende-se avaliar os termos das equações governantes em $t_{n+\frac{1}{2}}$ – ou seja, num passo de tempo intermediário. A derivada temporal será aproximada por diferenças centradas, e a derivada espacial, pela interpolação dos resultados das diferenças centradas nos tempos n e $n+1$.

Assim, fazendo-se as aproximações, têm-se as Eqs. (2.8), (2.9) e (2.10) escritas como

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -\nabla p^{n+\frac{1}{2}} + Pr \nabla^2 \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} - \frac{Pr}{Ca} \kappa \hat{\mathbf{n}} \delta(\phi) + Ra Pr \theta^{n+\frac{1}{2}} \hat{\mathbf{e}}_y, \quad (3.13)$$

$$c_v^{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\theta^{n+1} - \theta^n}{\Delta t} \right) = \nabla \cdot (k \nabla \theta)^{n+\frac{1}{2}} - (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^{n+\frac{1}{2}}. \quad (3.14)$$

Uma vez que é necessário obter valores em $n+\frac{1}{2}$ e não é possível calcular efetivamente as variáveis para esse tempo, faz-se necessária uma extrapolação para que se aproximem os valores. Assim, para o cálculo dos termos difusivos, faz-se uma média aritmética dos valores calculados em n e $n+1$, de modo que tem-se, para os termos das Eqs. (3.13) e (3.14), respectivamente,

$$Pr \nabla^2 \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{Pr}{2} (\nabla^2 \mathbf{u}^{n+1} + \nabla^2 \mathbf{u}^n), \quad (3.15)$$

$$\nabla \cdot (k \nabla \theta)^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\nabla \cdot (k^{n+1} \nabla \theta^{n+1} + k^n \nabla \theta^n)}{2}. \quad (3.16)$$

Já para os termos advectivos, aplica-se o método de Adams-Bashforth de segunda ordem, obtendo-se, para os termos das Eqs. (3.13) e (3.14) respectivamente,

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u})^{n+\frac{1}{2}} = \frac{3}{2} (\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u})^n - \frac{1}{2} (\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u})^{n-1}, \quad (3.17)$$

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^{n+\frac{1}{2}} = \frac{3}{2} (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^n - \frac{1}{2} (\mathbf{u} \cdot \nabla \theta)^{n-1}. \quad (3.18)$$

3.3 Método de projeção

O método de projeção, desenvolvido por Chorin (1968), apresenta uma metodologia para a resolução das equações de Navier-Stokes da quantidade de movimento e da continuidade, dadas, respectivamente, por

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla p = -\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \frac{1}{Re} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (3.19)$$

e

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (3.20)$$

em que Re é o número de Reynolds, dado por

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu}. \quad (3.21)$$

A ideia por trás do método é, ignorando a condição de incompressibilidade, calcular uma velocidade intermediária \mathbf{u}^* , que independe da pressão. A partir dessa velocidade, calcula-se a pressão, utilizando-a na etapa seguinte para efetuar o cálculo do campo de velocidade real, respeitando a condição de incompressibilidade.

O método utiliza as variáveis primitivas vetor velocidade \mathbf{u} e pressão p e pode ser aplicado em problemas em duas ou três dimensões. Utilizam-se aproximações para a Eq. (3.19) para determinar uma velocidade intermediária. Depois, uma equação elíptica é resolvida, obedecendo à Eq. (3.20) e determinando a pressão.

De forma simples, portanto, o método consiste nas seguintes etapas:

- Discretiza-se o tempo;
- A cada passo de tempo, uma velocidade intermediária e independente da pressão, \mathbf{u}^* , é analisada;
- Decompõe-se essa velocidade na soma de um vetor solenoidal com um vetor irrotacional.

A componente solenoidal garante a condição de incompressibilidade, sendo usada para calcular a velocidade no próximo passo de tempo. Já a componente irrotacional é utilizada para determinar a pressão.

Discretizando as Eqs. (3.19) e (3.20), tem-se, respectivamente,

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u})^{n+\frac{1}{2}} = -\nabla p^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2Re} \nabla^2 (\mathbf{u}^{n+1} + \mathbf{u}^n), \quad (3.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0, \quad (3.23)$$

e aplicando-se o método de projeção como apresentado por Chorin, tem-se

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u})^{n+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2Re} \nabla^2 (\mathbf{u}^* + \mathbf{u}^n), \quad (3.24)$$

em que

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^{n+1} + \Delta t \nabla p^{n+\frac{1}{2}}. \quad (3.25)$$

Um modo de verificar a validade dessas equações é substituir a Eq. (3.25) na Eq. (3.24), obtendo-se, assim, novamente a Eq. (3.22).

Rearranjando e tirando-se o divergente da Eq. (3.25), em ambos os lados, obtém-se

$$\nabla \cdot \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\nabla^2 p^{n+\frac{1}{2}} \quad (3.26)$$

Aplicando-se a condição de incompressibilidade, representada pela Eq. (3.23), tem-se que

$$\nabla^2 p^{n+\frac{1}{2}} = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t}, \quad (3.27)$$

encontrando-se a pressão. Assim, é possível encontrar o campo de velocidades resolvendo-se

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \Delta t \nabla p^{n+\frac{1}{2}}. \quad (3.28)$$

Para que seja obtida convergência de segunda ordem tanto no espaço quanto no tempo, o método proposto por Chorin foi modificado por Kim e Moin (1985) e adaptado por Brown, Cortez e Minion (2001). Nesse caso, faz-se uso de uma pressão de tentativa, representada por χ . Apesar da introdução da nova variável, o processo é realizado analogamente ao método de primeira ordem, de modo que a pressão de tentativa pode ser introduzida como

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\nabla \chi^{n+1} \quad (3.29)$$

Tirando-se o divergente e aplicando-se a condição de incompressibilidade, tem-se

$$\nabla^2 \chi^{n+1} = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t}, \quad (3.30)$$

e a velocidade e a pressão reais podem ser encontradas. Calcula-se a velocidade de acordo com

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \Delta t \nabla \chi^{n+1}, \quad (3.31)$$

e a pressão verdadeira, como

$$p^{n+\frac{1}{2}} = \chi^{n+1} - \frac{1}{2Re} \Delta t \nabla^2 \chi^{n+1}. \quad (3.32)$$

Substituindo nela a Eq. (3.30), tem-se, finalmente,

$$p^{n+\frac{1}{2}} = \chi^{n+1} - \frac{1}{2Re} \nabla \cdot \mathbf{u}^*. \quad (3.33)$$

Seguindo esse mesmo procedimento para as equações governantes do problema, introduz-se a velocidade intermediária \mathbf{u}^* à Eq. (3.13), obtendo-se

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{Pr}{2} \nabla (\mathbf{u}^* + \mathbf{u}^n) - \frac{Pr}{Ca} \kappa \hat{\mathbf{n}} \delta(\phi) + Ra Pr \theta^{n+\frac{1}{2}} \hat{\mathbf{e}}_y. \quad (3.34)$$

As Eqs. (3.30) e (3.31) permanecem válidas, e a pressão verdadeira é encontrada fazendo-se

$$p^{n+\frac{1}{2}} = \chi^{n+1} - \frac{Pr}{2} \nabla \cdot \mathbf{u}^*. \quad (3.35)$$

3.4 Condições de contorno

As condições de contorno do problema podem ser definidas como

$$\text{Parede esquerda} = \begin{cases} u = v = 0, \\ \theta = 1, \\ \frac{dp}{dx} = 0. \end{cases} \quad (3.36)$$

$$\text{Parede direita} = \begin{cases} u = v = 0, \\ \theta = 0, \\ \frac{dp}{dx} = 0. \end{cases} \quad (3.37)$$

$$\text{Parede superior} = \begin{cases} u = v = 0, \\ \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \\ \frac{dp}{dy} = 0. \end{cases} \quad (3.38)$$

$$\text{Parede inferior} = \begin{cases} u = v = 0, \\ \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \\ \frac{dp}{dy} = 0. \end{cases} \quad (3.39)$$

As paredes laterais possui condições de contorno de Dirichlet para a temperatura, sendo θ mantido igual a 1 na parede esquerda e igual a 0 na parede direita. Já as paredes horizontais possuem condições de contorno de Neumann para a temperatura, uma vez que representam uma variação nula dessa variável. Em todas as paredes, p possui condições de contorno de Neumann, já que fluxo de pressão através das fronteiras é nulo. Não há movimento imposto por nenhuma das paredes da cavidade, de modo que as velocidades de todas vale zero. Assim, o escoamento se deve totalmente ao gradiente de temperatura.

Para resolver as equações, aplicam-se condições de contorno para as variáveis intermediárias, \mathbf{u}^* e χ , e para a temperatura adimensional, θ . As condições de contorno de Dirichlet, nas paredes verticais, são escritas como

$$\begin{cases} \theta = 1, \text{ na parede esquerda, e} \\ \theta = 0, \text{ na parede direita.} \end{cases} \quad (3.40)$$

Já a condição de contorno de Neumann para a temperatura, aplicada às paredes horizontais, é

$$\nabla\theta^{n+1} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0. \quad (3.41)$$

Para a pressão tentativa, χ , também é aplicada uma condição de contorno de Neumann, para garantir que não haja variação de fluxo nas fronteiras, ou seja,

$$\nabla\chi^{n+1} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0. \quad (3.42)$$

Já para a velocidade intermediária, \mathbf{u}^* , uma condição de contorno pode ser determinada a partir da Eq. (3.31). Isolando a variável \mathbf{u}^* , tem-se

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{u}^{n+1} + \Delta t \nabla\chi^{n+1}. \quad (3.43)$$

Multiplicando por $\hat{\mathbf{n}}$ e aplicando-se a condição apresentada na Eq. (3.42), tem-se que

$$\mathbf{u}^* \cdot \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{u}^{n+1} \cdot \hat{\mathbf{n}}. \quad (3.44)$$

Analogamente, para o vetor tangencial $\hat{\mathbf{t}}$,

$$\mathbf{u}^* \cdot \hat{\mathbf{t}} = \mathbf{u}^{n+1} \cdot \hat{\mathbf{t}} + \Delta t \nabla\chi^{n+1} \cdot \hat{\mathbf{t}}. \quad (3.45)$$

3.5 Sistemas lineares

A partir das equações governantes, as variáveis são calculadas de acordo com a resolução de sistemas lineares da forma

$$A\mathbf{x} = \mathbf{b}, \quad (3.46)$$

em que A é uma matriz quadrada, \mathbf{b} é um vetor predeterminado e \mathbf{x} é o vetor a ser calculado. Dessa forma, é utilizado um *stencil* de 5 pontos para determinar o vetor x , construindo a solução como

$$ax_{i-1,j} + bx_{i,j-1} + cx_{i,j} + dx_{i+1,j} + ex_{i,j+1} = f, \quad (3.47)$$

sendo f o coeficiente do vetor \mathbf{b} e a, b, c, d, e e f são coeficientes da matriz A .

Para resolver os sistemas lineares, utiliza-se o método do Gradiente Conjugado, desenvolvido por Hestenes e Stiefel (1952). Esse método é utilizado quando a matriz A é simétrica. A solução do sistema é, então, equivalente à minimização da função

$$f(x) = \frac{1}{2}\mathbf{x}^T A\mathbf{x} - \mathbf{b}^T \mathbf{x}, \quad \mathbf{x} \in \mathbb{R}^n. \quad (3.48)$$

Para compreender de que modo é encontrada a solução, segundo Atkinson (1988), introduz-se o conceito do método de direções conjugadas. Ele diz que uma série de vetores não-nulos, p_1, \dots, p_n

é conjugado da matriz A se

$$p_i^T A p_j = 0, \quad 1 \leq i, j \leq n, \quad i \neq j. \quad (3.49)$$

Desse modo, os vetores p_j são chamados direções conjugadas. Para encontrar o valor mínimo de uma função não linear, um método iterativo conhecido é o método de descida mais íngreme. Ele consiste em, a partir de um ponto x , tentar encontrar o ponto mais próximo da solução, fazendo iterações até encontrar a solução final. Partindo, então, de um ponto x_i , o próximo ponto pode ser dado por

$$x_{i+1} = x_i + \alpha p_i, \quad (3.50)$$

em que α é quão longe se está da direção p_i . Em cada etapa, encontra-se a direção mais íngreme, de modo que

$$p_i = \mathbf{b} - A x_i = r_i, \quad (3.51)$$

em que r é o resíduo, e calcula-se α minimizando $f(x^{i+1})$,

$$\frac{df(x_{i+1})}{d\alpha_i} = p_i^T A p_i \alpha_i - p_i^T r_i, \quad (3.52)$$

$$\alpha_i = \frac{p_i^T r_i}{p_i^T A p_i}. \quad (3.53)$$

Desse modo, pode-se calcular o resíduo para o próximo ponto seguindo

$$r_{i+1} = b - A x_{i+1} \quad (3.54)$$

$$= r_i + A x_i - A x_{i+1} \quad (3.55)$$

$$= r_i - (A x_{i+1} - A x_i) \quad (3.56)$$

$$= r_i - \alpha_i A p_i \quad (3.57)$$

$$x_{i+1} = x_i + \alpha_i p_i \quad (3.58)$$

Por fim, utilizando a fatoração de Gram-Schmidt, tem-se uma direção de busca ortogonal β , dada por

$$\beta = \frac{r_{i+1} r_{i+1}}{r_i r_i}, \quad (3.59)$$

tem-se, finalmente,

$$p_{i+1} = r_{i+1} + \beta_{i+1} p_i. \quad (3.60)$$

3.6 Termos advectivos

Uma maneira de se obter aproximações consistentes para os termos advectivos da equação de quantidade de movimento é implementar a diferenciação *upwinding* com o uso da interpolação essencialmente não-oscilatória de Hamilton-Jacobi (HJ ENO). O *upwinding* leva em consideração o sinal da velocidade para o cálculo das derivadas. Considerando um ponto na malha, x_i , se $u_i > 0$, o escoamento se dá da esquerda para a direita. Desse modo, o ideal é olhar à esquerda de x_i para determinar o valor da função nesse ponto. De maneira análoga, se $u_i < 0$, tem-se o escoamento

ocorrendo da direita para a esquerda, e o ideal é olhar à direita para se determinar um valor apropriado para a função. Esse método apresenta uma aproximação de primeira ordem. Ordens maiores podem ser obtidas com a implementação da interpolação ENO.

Seguindo a metodologia apresentada por Osher e Fedkiw (2003), primeiro definimos as derivadas como

$$D^- \mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i-1}}{\Delta x}, \quad (3.61)$$

$$D^+ \mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i}{\Delta x}. \quad (3.62)$$

Assim, é possível escrever as primeiras diferenças divididas como

$$D_{i-\frac{1}{2}}^1 \mathbf{u} = (D^- \mathbf{u})_i, \quad (3.63)$$

$$D_{i+\frac{1}{2}}^1 \mathbf{u} = (D^+ \mathbf{u})_i, \quad (3.64)$$

que são nada mais que as aproximações de diferenças finitas por diferenças adiantadas e atrasadas, respectivamente. As segundas diferenças divididas, por sua vez, são descritas como

$$D_i^2 \mathbf{u} = \frac{D_{i+1/2}^1 \mathbf{u} - D_{i-1/2}^1 \mathbf{u}}{2\Delta x} \quad (3.65)$$

Essas diferenças divididas serão utilizadas para reconstruir um polinômio de forma

$$\mathbf{u}(x) = Q_0(x) + Q_1(x) + Q_2(x), \quad (3.66)$$

que pode ser derivado e avaliado em x_i , resultando em

$$\mathbf{u}_x(x_i) = Q_1'(x_i) + Q_2'(x_i) \quad (3.67)$$

para calcular $(\mathbf{u}_x^-)_i$ e $(\mathbf{u}_x^+)_i$. Para definir \mathbf{u}_x^- , inicia-se com $k = i - 1$, e para encontrar (\mathbf{u}_x^+) , inicia-se com $k = i$, considerando que

$$Q_1'(x_i) = D_{k+\frac{1}{2}}^1 \mathbf{u}, \quad (3.68)$$

$$Q_2'(x_i) = D_k^2 \mathbf{u}. \quad (3.69)$$

3.7 Malha defasada

Na resolução numérica das equações de Navier-Stokes, é comum que se faça uso de uma malha defasada para alocação das variáveis em diferentes pontos. O uso de uma malha tradicional não funciona em muitos casos, uma vez que os pontos pares da pressão estão desacoplados dos pontos ímpares. Isso resulta em oscilações no campo de pressão que não possuem significado físico. Além disso, a pressão em determinado ponto muitas vezes não é influenciada pelo efeito da velocidade nesse mesmo ponto, e, reciprocamente, a velocidade não é influenciada pela pressão (Hirsch, 2007).

A ilustração de uma malha defasada é apresentada na Fig. 3.2. Nela, os círculos representam a componente u da velocidade, os triângulos representam a componente v e os quadrados representam as variáveis p , ϕ e θ .

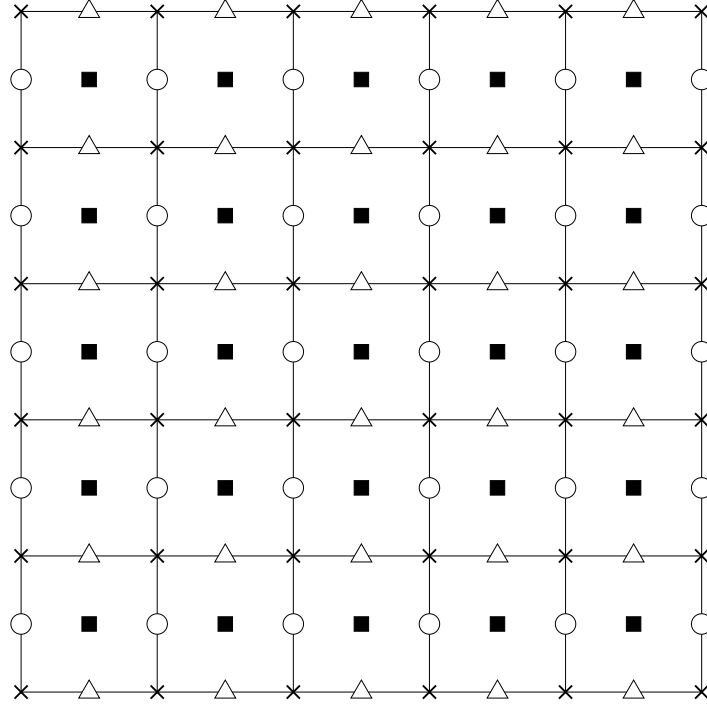


Figura 3.2: Representação de malha cartesiana para análise de diferenças finitas em duas dimensões.

3.8 *Level Set*

O método *Level Set* será utilizado para definir a gota. O método consiste na definição de uma interface, representada por Γ , que delimita uma região Ω . A essa região, é associada uma função auxiliar $\phi(t)$, denominada função *Level Set*, que, conforme apresentado na Fig. 3.3, deve satisfazer as condições:

$$\begin{cases} \phi(x, t) < 0 \text{ em } \Omega(t), \\ \phi(x, t) = 0 \text{ em } \Gamma(t), \\ \phi(x, t) > 0 \text{ em } R^n \setminus \bar{\Omega}(t). \end{cases} \quad (3.70)$$

Assim, a função *Level Set* está definida em todo o domínio de modo que, quando vale zero, corresponde à interface $\Gamma(t)$, ou seja,

$$\Gamma(t) = \{x : \phi(x, t) = 0\}. \quad (3.71)$$

Desse modo, conhecendo a função ϕ , é possível localizar a interface calculando os pontos em que ela vale zero. Mover a interface, portanto, equivale a atualizar a função ϕ , para que seu movimento seja percebido. Para uma partícula se movendo sobre a interface Γ com velocidade \mathbf{u} , deve ser

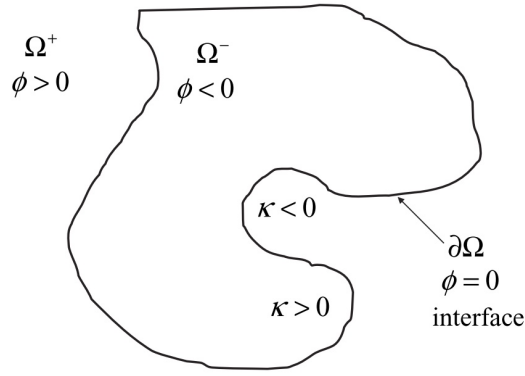


Figura 3.3: Representação de interface relacionada à função ϕ .

atribuída uma equação de conservação. Isso faz sentido, já que a função *Level Set* representa o comportamento de uma gota, que é um escalar convectado pelo escoamento. Assim, a derivada material dessa função deve ser zero, ou seja,

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0. \quad (3.72)$$

Conhecendo-se essa função, é possível determinar o termo de forças de contato devido à tensão superficial. Esse termo é normal à superfície e é função da curvatura e da distância dela ao ponto do escoamento. Ele é dado por

$$\mathbf{F}_c = \sigma \kappa \delta(\phi) \hat{\mathbf{n}}, \quad (3.73)$$

em que $\hat{\mathbf{n}}$ é a direção normal e κ é a curvatura, dadas, respectivamente, por

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}, \quad (3.74)$$

$$\kappa = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|}, \quad (3.75)$$

em que δ é a função delta de Dirac. Essa função é utilizada para assegurar que o termo de forças de contato seja sentido somente na interface. Porém, quando implementada, a função apresenta uma descontinuidade muito pronunciada. Por isso, sugere-se o uso de uma função delta de Dirac suavizada, $\delta(\phi)$. Primeiro, define-se a função Heaviside suavizada como

$$H(\phi) = \begin{cases} 0, & \text{se } \phi < -\epsilon, \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\phi}{\epsilon} + \frac{1}{\pi} \text{sen} \left(\frac{\pi \phi}{\epsilon} \right) \right], & \text{se } |\phi| \leq \epsilon, \\ 1, & \text{se } \phi > \epsilon, \end{cases} \quad (3.76)$$

em que ϵ é a largura de banda da difusão numérica, que equivale à metade da espessura da interface. Uma vez que sua dimensão deve ser pequena comparada à malha, um valor tipicamente utilizado é $1,5\Delta x$ (Osher; Fedkiw, 2003).

Depois, pode-se definir a função delta de Dirac suavizada de modo que obedeça à relação

$$\delta(\phi) = \frac{\partial H(\phi)}{\partial \phi}, \quad (3.77)$$

sendo, então, definida como

$$\delta(\phi) = \begin{cases} 0, & \text{se } \phi < -\epsilon, \\ \frac{1}{2\epsilon} + \frac{1}{2\epsilon} \cos\left(\frac{\pi\phi}{\epsilon}\right), & \text{se } |\phi| \leq \epsilon, \\ 0, & \text{se } \phi > \epsilon. \end{cases} \quad (3.78)$$

3.8.1 Equação evolutiva de ϕ

Para se obterem soluções numéricas atingindo ordem alta em discretização temporal, Shu e Osher (1988) propuseram o método de Runge-Kutta com diminuição da variação total (TVD). O método assume que a discretização espacial pode ser separada da discretização temporal em uma maneira semidiscreta que permite a discretização temporal da equação diferencial ordinária ser tratada independentemente como uma equação diferencial ordinária.

Para uma aproximação de terceira ordem de ϕ , segue-se o método proposto por Osher e Fedkiw (2003). O primeiro passo é utilizar o método de Euler explícito para avançar a solução para o tempo $t^n + \Delta t$, de modo que

$$\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} + \mathbf{u}^n \cdot \nabla \phi^n = 0. \quad (3.79)$$

De maneira análoga, para $t^n + 2\Delta t$, pode-se fazer

$$\frac{\phi^{n+2} - \phi^{n+1}}{\Delta t} + \mathbf{u}^{n+1} \cdot \nabla \phi^{n+1} = 0. \quad (3.80)$$

Em seguida, para encontrar o valor em $t^n + \frac{1}{2}\Delta t$, faz-se a interpolação

$$\phi^{n+\frac{1}{2}} = \frac{3}{4}\phi^n + \frac{1}{4}\phi^{n+2}, \quad (3.81)$$

de modo que, para avançar a solução para o tempo $t + \frac{3}{2}\Delta t$, tem-se que

$$\frac{\phi^{n+\frac{3}{2}} - \phi^{n+\frac{1}{2}}}{\Delta t} + \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} \cdot \nabla \phi^{n+\frac{1}{2}} = 0. \quad (3.82)$$

Tendo esses valores para a função ϕ , pode-se realizar, então, a interpolação que confere uma aproximação de terceira ordem no tempo para $t^n + \Delta t$, dada por

$$\phi^{n+1} = \frac{1}{3}\phi^n + \frac{2}{3}\phi^{n+\frac{3}{2}}. \quad (3.83)$$

Os termos convectivos são calculados de acordo com a metodologia Hamilton-Jacobi ENO

com pesos (HJ WENO). Osher e Fedkiw (2003) afirmam que a metodologia HJ ENO apresenta exatamente três possibilidades de aproximação para (ϕ_x^-) , sendo elas

$$\phi_x^1 = \frac{v_1}{3} - \frac{7v_2}{6} + \frac{11v_3}{6}, \quad (3.84)$$

$$\phi_x^2 = -\frac{v_2}{6} - \frac{5v_3}{6} + \frac{v_4}{3}, \quad (3.85)$$

$$\phi_x^3 = \frac{v_3}{3} - \frac{5v_4}{6} - \frac{v_5}{6}, \quad (3.86)$$

$$(3.87)$$

em que $v_1 = D^- \phi_{i-2}$, $v_2 = D^- \phi_{i-1}$, $v_3 = D^- \phi_i$, $v_4 = D^- \phi_{i+1}$ e $v_5 = D^- \phi_{i+2}$. O objetivo da metodologia HJ ENO é escolher a aproximação de menor erro, a partir do uso da interpolação polinomial mais suave possível para ϕ . Assim, Liu, Osher e Chan (1994) propuseram o HJ WENO, cuja ideia é fazer uma combinação das três aproximações ENO.

Assim, a aproximação de $(\phi_x^-)_i$ é uma combinação das aproximações apresentadas nas Eqs. (3.84), (3.85) e (3.86) e é dada por

$$\phi_x^- = \omega_1 \phi_x^1 + \omega_2 \phi_x^2 + \omega_3 \phi_x^3, \quad (3.88)$$

em que ω_k são os pesos de cada aproximação, com $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = 1$ e obedecendo $0 \leq \omega_k \leq 1$. Uma aproximação de quinta ordem é obtida adotando $\omega_1 = 0,1$, $\omega_2 = 0,6$ e $\omega_3 = 0,3$. Analogamente, o cálculo para a aproximação de $(\phi_x^+)_i$ pode ser feito, utilizando $v_1 = D^+ \phi_{i+2}$, $v_2 = D^+ \phi_{i+1}$, $v_3 = D^+ \phi_i$, $v_4 = D^+ \phi_{i-1}$ e $v_5 = D^+ \phi_{i-2}$.

3.8.2 Reinicialização

Caso a interface não seja conservada ao longo do desenvolvimento do escoamento, podem aparecer erros numéricos associados ao aumento ou à diminuição da interface, levando a erros na interpretação física dos resultados. Para resolver isso, Chopp (1993) propôs a reinicialização da função *Level Set* periodicamente ao longo dos cálculos.

Dessa forma, a reinicialização será feita segundo

$$\frac{\delta\phi}{\Delta\tau} + S(\phi)(|\nabla\phi| - 1) = \lambda\delta(\phi)|\nabla\phi|, \quad (3.89)$$

em que $\Delta\tau = \frac{\Delta x}{4}$ é um tempo virtual e $S(\phi)$ é a função sinal, dada por

$$S(\phi) = \frac{\phi}{\sqrt{\phi^2 + |\nabla\phi|^2(\Delta x)^2}}, \quad (3.90)$$

e o termo do lado direito tem como objetivo garantir a conservação da área da gota, e, nele, λ é o multiplicador de Lagrange,

$$\lambda = \frac{\int_V \delta(\phi) \left(\frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} \right) dx}{\int_V \delta^2(\phi) |\nabla\phi| dx}, \quad (3.91)$$

sendo a integração feita ao longo do volume V de fluido.

3.9 Centro de gravidade da gota

A fim de observar o efeito dos parâmetros adotados em cada caso no deslocamento da gota, a cada passo de tempo, seu centro de gravidade é computado. Desse modo, após um tempo considerável, tem-se uma boa ideia da trajetória percorrida pela gota em regime estacionário. O centro de gravidade da gota em x é calculado como

$$CG_x = \frac{1}{A} \int_A \tilde{x} \cdot H(\phi) dA, \quad (3.92)$$

em que A é a área da gota. Analogamente, para y ,

$$CG_y = \frac{1}{A} \int_A \tilde{y} \cdot H(\phi) dA. \quad (3.93)$$

Capítulo 4

Resultados

4.1 Análise de convergência da malha

Para garantir que é adequada a ordem do método utilizado, analisou-se o escoamento da cavidade em convecção natural monofásica. As condições de contorno, nesse caso, são idênticas às do problema completo. Fixou-se o número de Rayleigh como $Ra = 10^5$ e o número de Prandtl em $Pr = 0,71$. O parâmetro analisado foi o número de Nusselt médio na parede esquerda, calculado como

$$Nu = - \int_0^1 \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_{x=0} dy. \quad (4.1)$$

Utilizando a regra do Trapézio, foi calculada a integral. Foram analisadas seis diferentes malhas, começando em 16×16 e dividindo o espaçamento entre os nós pela metade, até 512×512 . A taxa de convergência é dada por

$$2^p = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{Nu^h - Nu^{h/2}}{Nu^{h/2} - Nu^{h/4}}, \quad (4.2)$$

em que p é a ordem de convergência. Manteve-se um passo de tempo $\Delta t = 10^{-5}$ em todos os casos. A Tab. 4.1 indica convergência de ordem $\mathcal{O}(\Delta x^2)$, mostrando que o código apresenta a ordem esperada.

$n \times n$	Nu^h	$Nu^{h/2}$	$Nu^h - Nu^{h/2}$	$Nu^{h/4}$	$\frac{Nu^h - Nu^{h/2}}{Nu^{h/2} - Nu^{h/4}}$	p
16×16	4,1976	4,3390	-0,1414	4,4760	1,0322	0,0458
32×32	4,3390	4,4760	-0,1370	4,5319	2,4529	1,2945
64×64	4,4760	4,5319	-0,0559	4,5462	3,8959	1,9619
128×128	4,5319	4,5462	-0,0143	4,5425	3,9034	1,9647
256×256	4,5462	4,5425	0,0037	—	—	—
512×512	4,5425	—	—	—	—	—

Tabela 4.1: Análise de convergência de malha para o número de Nusselt em um escoamento com $Ra = 10^5$.

4.2 Verificação numérica do método de projeção

Para validação dos resultados encontrados, utilizou-se como referência o trabalho de Ghia, Ghia e Shin (1982). Foram analisados os valores das componentes de velocidade u e v para regimes de $Re = 100$, $Re = 400$ e $Re = 1000$, com dimensões $L_x = L_y = 1$, malha 128×128 e intervalo de tempo $\Delta t = 10^{-3}$. Uma análise comparativa do comportamento encontrado em cada caso pode ser feita observando a Fig. 4.1, indicando resultados concordantes com os da referência.

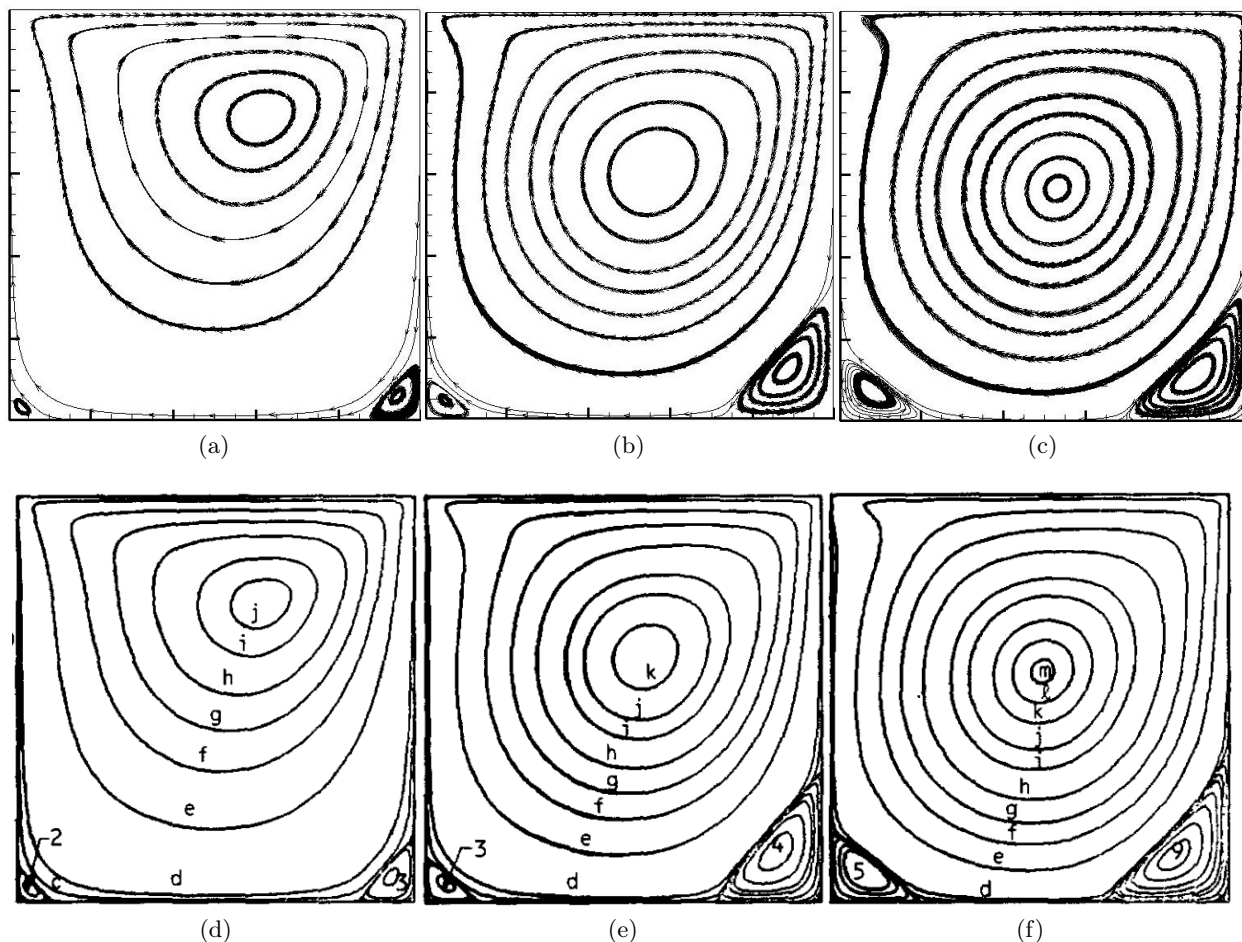


Figura 4.1: Comparação das linhas de corrente obtidas neste trabalho (em cima) e por Ghia, Ghia e Shin (1982) (abaixo) para $Re = 100$ (a, d), 400 (b, e) e 1000 (c, f).

Para comparar valores obtidos, analisaram-se as componentes da velocidade ao se atravessar o centro da cavidade. Para a análise da componente u , traçaram-se retas verticais interceptando o centro geométrico da cavidade. Analogamente, para a análise da componente v , foram traçadas retas horizontais passando pelo centro geométrico da cavidade. Os resultados estão apresentados na Fig. 4.2.

Observando o comportamento das linhas de corrente e as curvas relativas aos valores das componentes de velocidade, conclui-se que o método foi implementado com sucesso, sendo capaz de resolver as equações de Navier-Stokes para diferentes números de Reynolds.

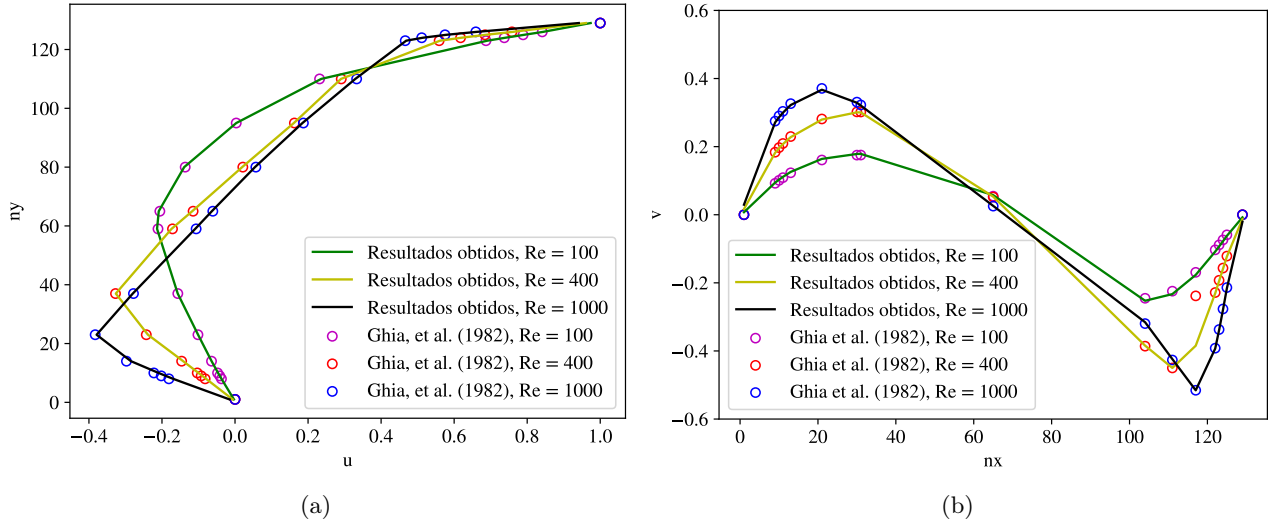


Figura 4.2: Resultados das componentes u (a) e v (b) encontrados neste trabalho e por Ghia, Ghia e Shin (1982) para diferentes números de Reynolds.

4.3 Verificação numérica da convecção natural

A fim de verificar a validade do código utilizado, foram realizadas simulações do problema da convecção natural monofásica na cavidade. A Tab. 4.2 apresenta a comparação entre os valores do número de Nusselt encontrados por diversos autores para diferentes valores de Ra e os valores encontrados neste trabalho, utilizando uma malha 200×200 e $\Delta t = 10^{-5}$.

Ra	Este trabalho	Davis (1983)	Markatos e Pericleous (1984)	Fusegi et al. (1991)	Barakos et al. (1994)	Yang et al. (2014)
10^3	1,117	1,118	1,108	1,105	1,114	1,115
10^4	2,230	2,243	2,201	2,302	2,245	2,247
10^5	4,544	4,519	4,430	4,646	4,510	4,544

Tabela 4.2: Números de Nusselt encontrados para diferentes valores de Ra em trabalhos de referência e neste trabalho, a fim de verificar o escoamento de convecção natural monofásica.

Além disso, realizou-se uma comparação qualitativa dos resultados deste trabalho com aqueles encontrados para esses mesmos valores de Ra por Barakos, Mitsoulis e Assimacopoulos (1994), observando-se os campos de temperatura e as linhas de corrente para cada um dos casos, apresentados, respectivamente, nas Figs. 4.3 e 4.4.

Tanto os resultados quantitativos, expressos em termos dos valores de Nu encontrados, quanto os resultados qualitativos, apresentados pelos campos de temperatura e pelas linhas de corrente de cada escoamento, mostram uma boa concordância entre os nossos resultados e os resultados encontrados na literatura. Dessa forma, entende-se que o problema da convecção natural monofásica na cavidade está sendo resolvido de maneira adequada.

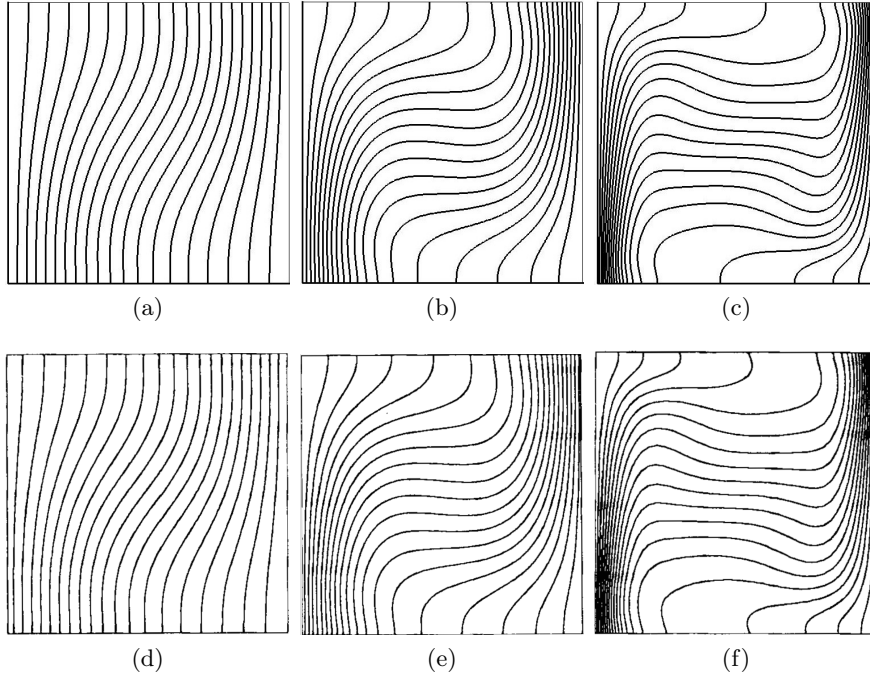


Figura 4.3: Campos de temperatura obtidos neste trabalho – em cima – e por Barakos, Mitsoulis e Assimacopoulos (1994) – abaixo – para $Ra = 10^3$ (a, d), $Ra = 10^4$ (b, e) e $Ra = 10^5$ (c, f).

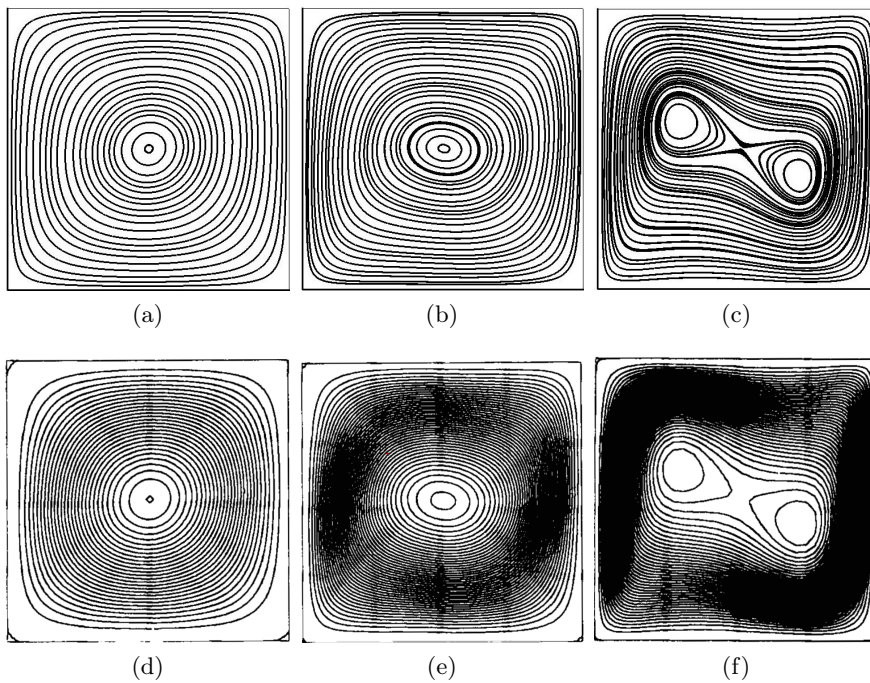


Figura 4.4: Linhas de corrente obtidas neste trabalho (em cima) e obtidos por Barakos, Mitsoulis e Assimacopoulos (1994) (abaixo) para $Ra = 10^3$ (a, d), 10^4 (b, e) e 10^5 (c, f).

4.4 Verificação numérica do escoamento bifásico

Após a validação do código, deseja-se verificar se a inserção de uma gota a um escoamento ocorre de maneira adequada. O comportamento da gota para um escoamento com $Re = 10^{-2}$ e capilaridade alta, nesse caso fixada em $Ca = 2,0$ está ilustrado na Fig. 4.5.

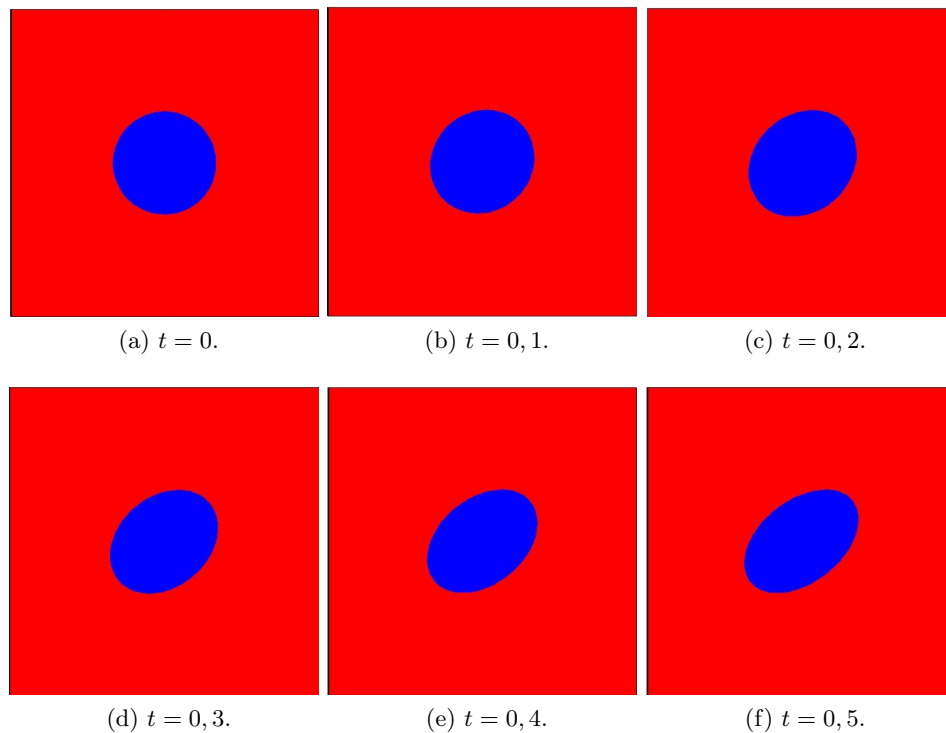


Figura 4.5: Verificação do método *Level Set* por meio do escoamento em cisalhamento simples com $Re = 10^{-2}$ e $Ca = 2$.

Observando o gráfico na Fig. 4.6, tem-se boa concordância entre os resultados de deformação obtidos e os da literatura. Pequenas diferenças eram esperadas, já que os trabalhos de referência tratam de escoamentos tridimensionais.

Tendo a gota sido implementada com sucesso, iniciam-se as análises para a convecção natural no escoamento bifásico. Foram observadas as trajetórias percorridas pela gota para diferentes números de Rayleigh, sendo ela liberada do ponto $\mathbf{x}_0 = (0, 25; 0, 5)$. Em cada passo de tempo, registrou-se o centro de gravidade da gota. Em todos os casos, foi utilizada uma malha 200×200 e um passo de tempo $\Delta t = 10^{-5}$.

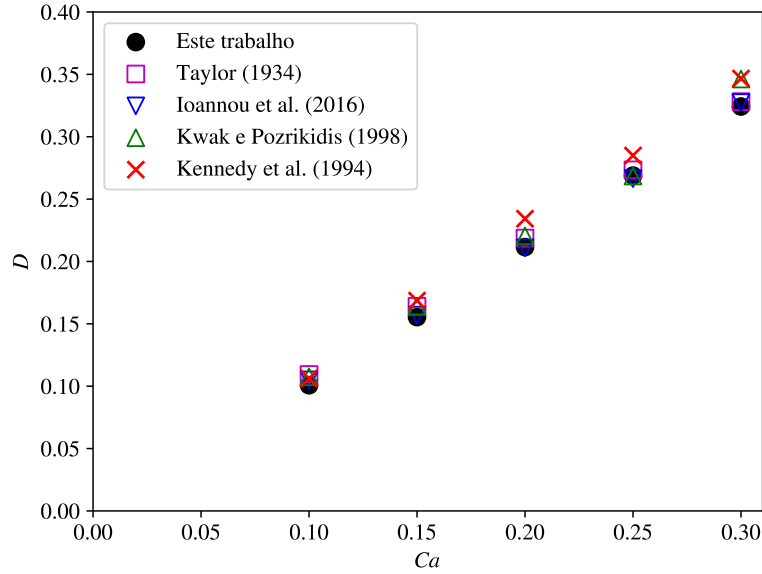


Figura 4.6: Deformação da gota em função do número de capilaridade. Comparam-se os valores encontrados neste trabalho com os valores encontrados por Taylor (1934), Ioannou, Liu e Zhang (2016), Kwak e Pozrikidis (1998) e Kennedy, Pozrikidis e Skalak (1994).

4.5 escoamento bifásico em convecção natural

4.5.1 Efeitos do número de Rayleigh no escoamento

Procurou-se investigar o comportamento da gota dentro da cavidade para diferentes números de Rayleigh. Uma variedade de valores do número de Prandtl também foi analisada a fim de se observar seu efeito no escoamento e na trajetória da gota. Considerando razões de condutividade térmica e calor específico unitárias – $\lambda_k = \lambda_c = 1$ –, a primeira análise foi realizada para um escoamento em que $Ra = 10^2$. Nesse caso, tem-se um regime predominantemente condutivo. Tem-se, nesse caso, o número de Prandtl do ar, $Pr = 0,71$, indicando que as difusividades de quantidade de movimento e de temperatura possuem ordem similar. A gota possui baixa capilaridade, $Ca = 10^{-2}$, indicando uma tensão superficial alta. Unida à baixa intensidade do escoamento, essa característica faz com que a gota, ao ser carregada pelo escoamento, preserve seu formato circular ao longo da trajetória. Além disso, acompanhando o movimento do centro de gravidade da gota na Fig. 4.7, é possível notar que ela percorre uma trajetória perfeitamente fechada e simétrica para uma volta completa da gota na cavidade, retornando ao ponto inicial ao completar uma volta.

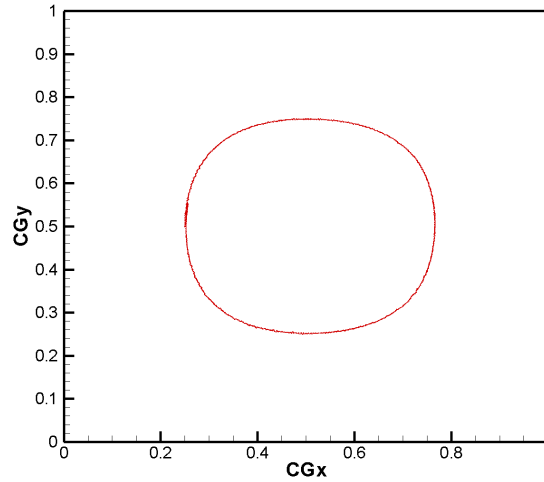
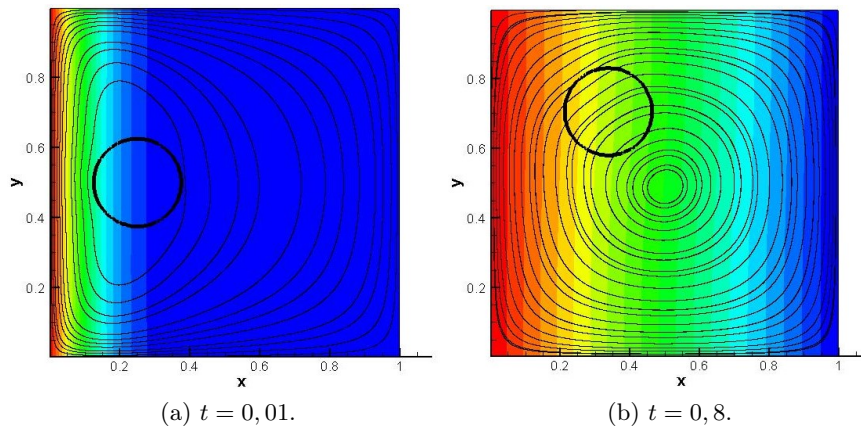


Figura 4.7: $Ra = 10^2$, $Pr = 0,71$.

O escoamento da cavidade em convecção natural se dá devido à diferença de temperatura entre as paredes verticais. O calor, movendo-se a partir da região mais quente, inicia o escoamento próximo à parede esquerda, criando ali uma região de circulação. A Fig. 4.7 apresenta a evolução do campo de temperatura para $Ra = 10^2$ e $Pr = 0,71$. O escoamento é iniciado e, conforme se desenvolve, a região de circulação se move para o centro da cavidade. Sendo esse um regime predominantemente condutivo, as isoterms, no escoamento desenvolvido, ficam paralelas às paredes verticais. A baixa intensidade da convecção leva a gota a demorar um tempo considerável, $t = 5,6$, até completar um ciclo.



(a) $t = 0,01$.

(b) $t = 0,8$.

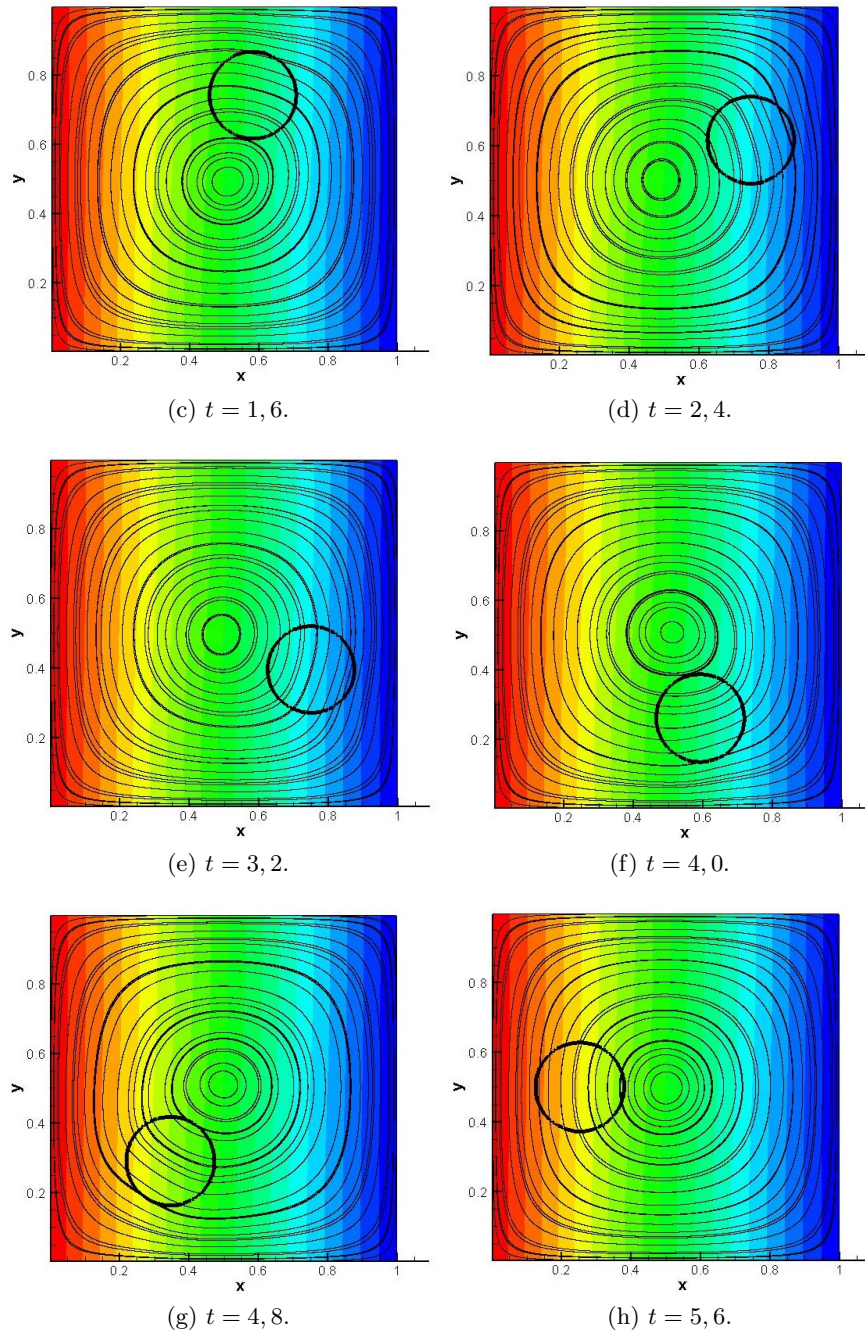


Figura 4.7: Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^2$ e $Pr = 0,71$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.

Aumentando-se o número de Rayleigh, tem-se o caso de $Ra = 10^3$. O desenvolvimento do escoamento para $Pr = 1$ pode ser observado na Fig. 4.8. Percebe-se que, mesmo com um maior número de Rayleigh, o formato da gota se preservou, não sofrendo deformações expressivas. Analisando-se a trajetória da gota para esse valor de Ra , o comportamento observado foi diferente. Para valores de Pr iguais a 1 e 10, a Fig. 4.8 mostra que a gota, após ser liberada, percorre uma trajetória circular, mantida ao se atingir o regime estacionário. No caso em que $Pr = 10$, a trajetória no regime estacionário possui raio menor do que no caso em que $Pr = 1$.

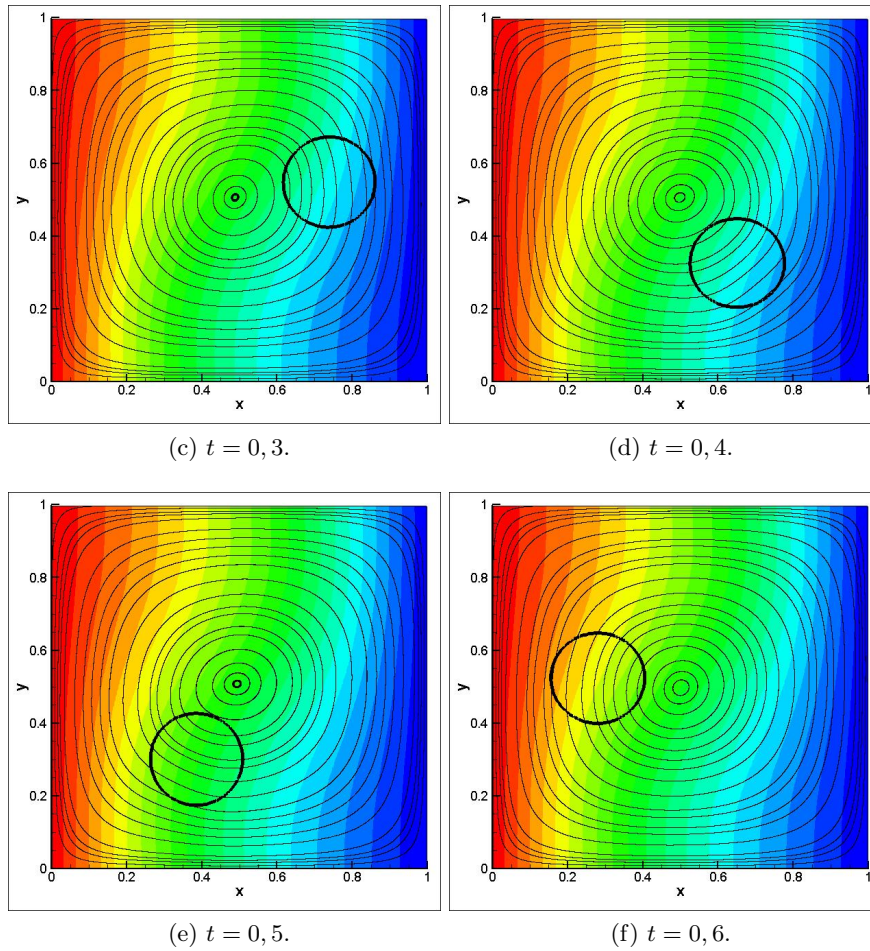
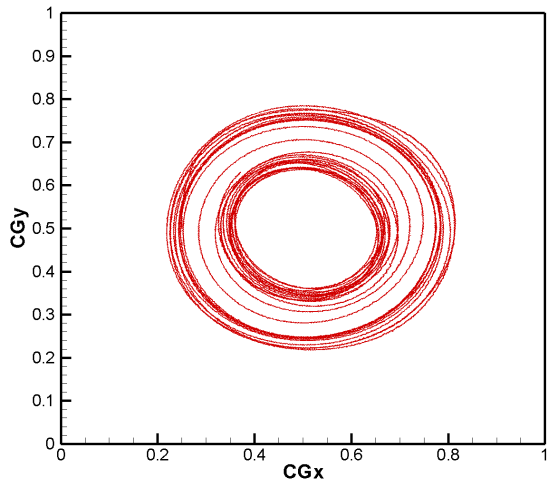
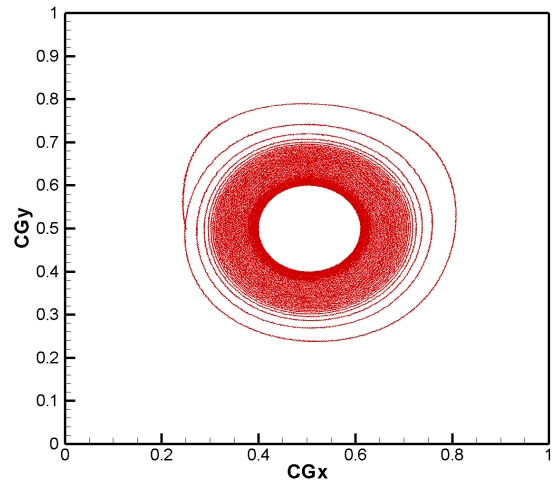


Figura 4.8: Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^3$ e $Pr = 1$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.

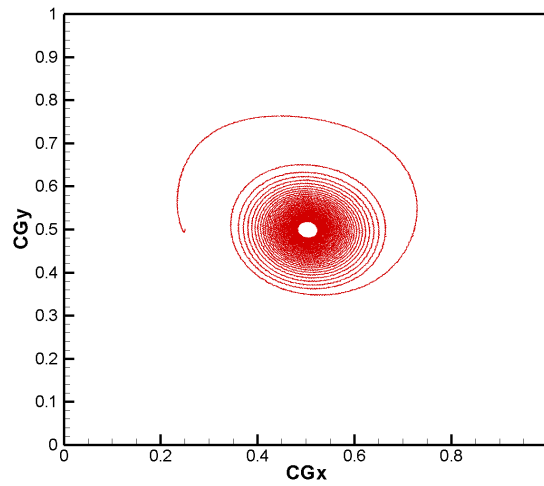
Aumentando-se mais o número de Rayleigh, para $Ra = 10^4$, observam-se alguns comportamentos diferentes. Para valores baixos de Pr , ilustrados na Fig. 4.8, a gota apresentou, em geral, comportamentos direcionando-a para o centro da cavidade. Para $Pr = 10^{-3}$, uma trajetória circular passando pelo ponto inicial é definida e percorrida algumas vezes. Após algumas voltas, a gota se aproxima mais do centro geométrico da cavidade, onde define uma nova trajetória circular, também percorrida repetidamente. Aumentando-se o número de Prandtl para $Pr = 10^{-2}$, a gota define uma trajetória circular ao redor do centro geométrico da cavidade, observando-se uma diminuição gradativa do raio a cada volta. Aumentando-se ainda mais o número de Prandtl, tem-se, para $Pr = 0, 1$, uma trajetória direcionada ao centro da cavidade mais rapidamente. Pela primeira vez, a gota não passa por seu ponto inicial, e a trajetória descrita se aproxima bastante do centro geométrico da cavidade.



(g) $Pr = 10^{-3}$



(h) $Pr = 10^{-2}$



(i) $Pr = 10^{-1}$

Figura 4.8: $Ra = 10^4$, $\lambda_k = 1$, $\lambda_c = 1$.

Observando o desenvolvimento do escoamento para $Pr = 0, 1$, a Fig. 4.8 mostra que as isothermas já se distribuem mais ao longo do comprimento da cavidade, indicando que a convecção é mais intensa. No escoamento desenvolvido, a região de circulação, em torno da qual a gota descreve uma trajetória periódica, se aproxima do centro da cavidade. Devido às forças de empuxo mais intensas do que nos casos de menor Ra , agora a gota não mantém mais seu formato perfeitamente circular durante o escoamento, sendo possível observar pequenas deformações.

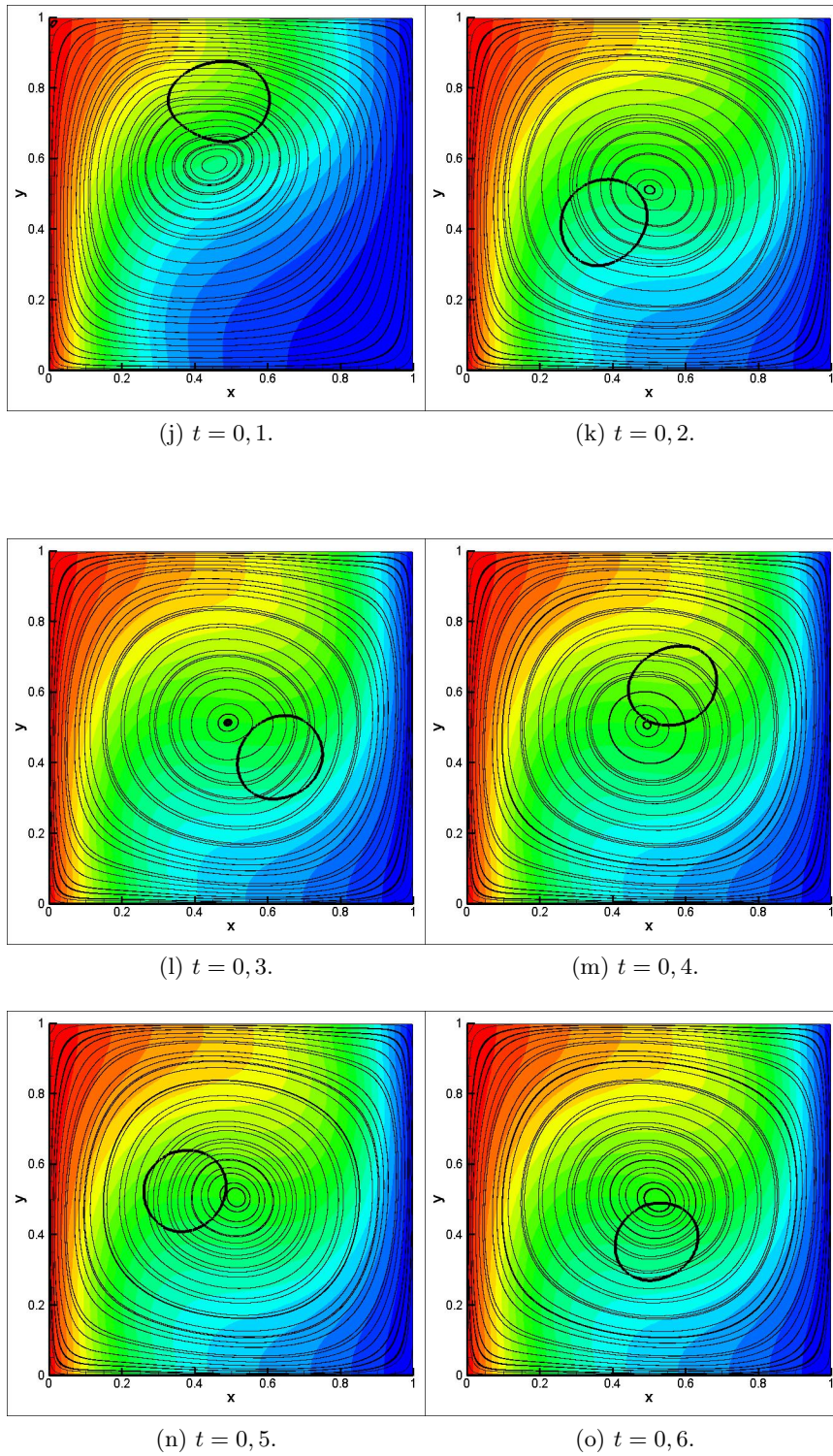


Figura 4.8: Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^4$ e $Pr = 0, 1$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.

Aumentando-se o valor de Prandtl para $Pr = 10^3$, a Fig. 4.9 mostra que é estabelecida uma trajetória bem definida, que não é perfeitamente circular e que traça um caminho que converge para o centro da zona de circulação primária, localizado um pouco à direita do centro geométrico da cavidade.

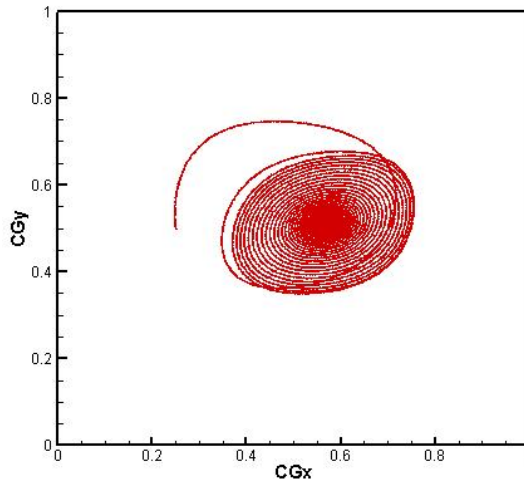


Figura 4.9: $Ra = 10^4, Pr = 10^3, \lambda_k = 1, \lambda_c = 1$.

Para um valor mais alto de Rayleigh, $Ra = 10^5$, foi observado o caso para um Pr alto. Devido às fortes correntes convectivas e à intensa difusividade da quantidade de movimento, a gota rapidamente se desloca e percorre uma vez o caminho que determina as duas principais zonas de circulação na cavidade. Após isso, ela define seu percurso em um movimento circular periódico ao redor da zona de circulação mais próxima à parede fria.

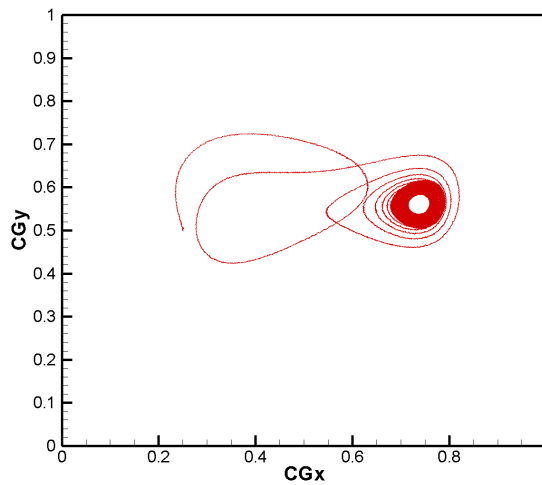


Figura 4.10: $Ra = 10^5, Pr = 10^3, \lambda_k = 1, \lambda_c = 1$.

A evolução do escoamento para esse caso, apresentada na Fig. 4.10, mostra o desenvolvimento de um vórtice na parede esquerda e evidencia a trajetória da gota ao redor da zona de circulação principal. A gota sofre deformações expressivas, não mantendo seu formato circular em praticamente nenhum momento

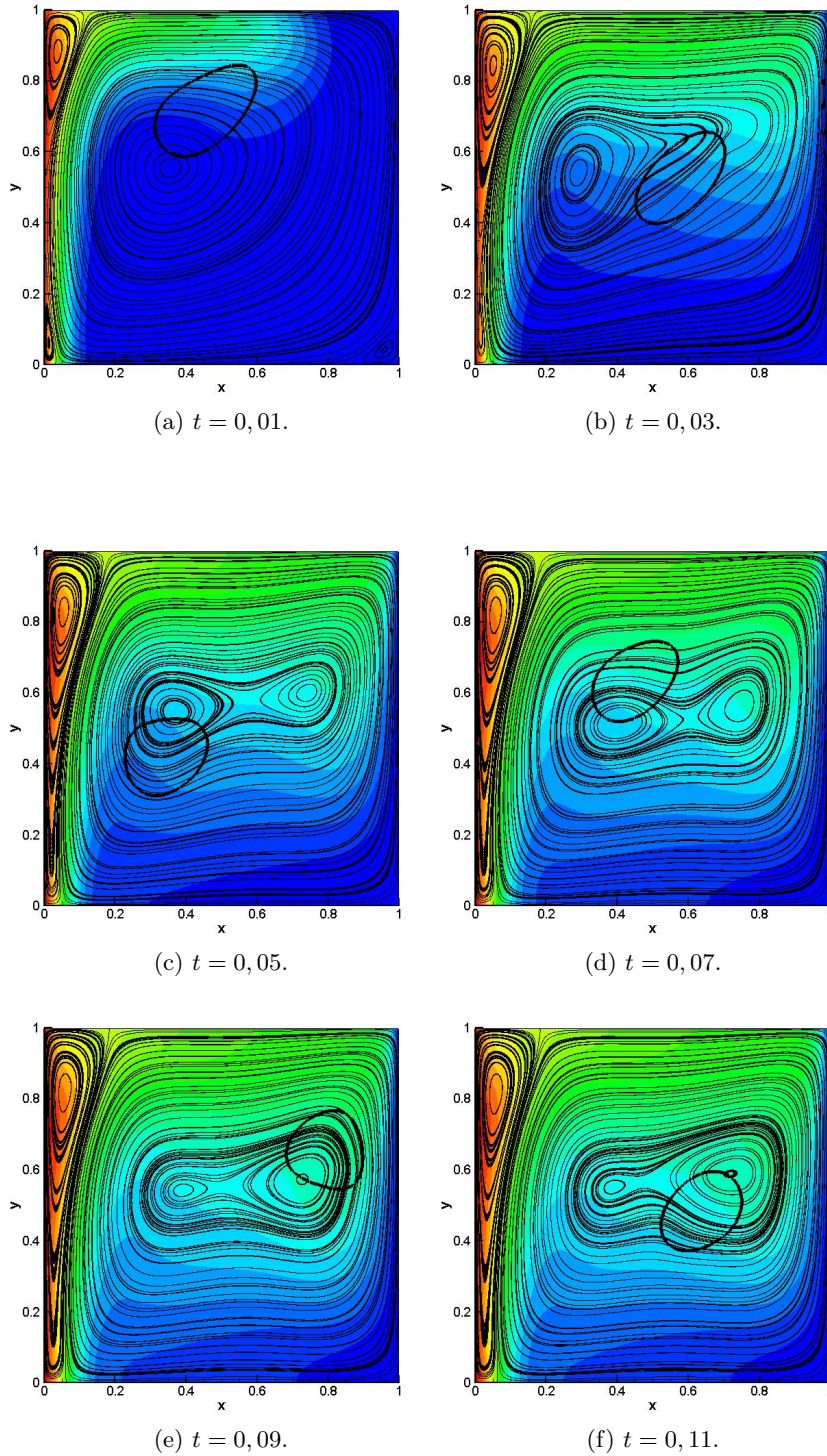


Figura 4.10: Evolução do escoamento bifásico para $Ra = 10^5$ e $Pr = 10^3$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.

4.5.2 Efeitos da variação das propriedades térmicas

A fim de observar novos comportamentos para a trajetória da gota, são observados valores diferentes para λ_c e λ_k , fixando um em 1 e o outro em 10. A razão entre esses dois parâmetros

descreve uma importante relação para o escoamento tal que

$$Pr_{gota} = \frac{\lambda_c}{\lambda_k} Pr. \quad (4.3)$$

Isso significa que nos casos analisados até agora, ambas as fases possuíam o mesmo número de Prandtl.

Os resultados apresentados na Fig. 4.11 mostram o caso em que $Ra = 10^3$ e $Pr = 0,1$. A curva vermelha representa $\lambda_k = 1$ e $\lambda_c = 10$, e a curva azul representa $\lambda_k = 10$ e $\lambda_c = 1$. Em ambos os casos, a gota definiu uma trajetória fechada, mais afastada do centro em comparação ao seu ponto inicial. O escoamento entrou em regime estacionário mais rapidamente, nos dois casos, quando $\lambda_k = 10$, ou seja, quando o número de Prandtl da gota é menor que o da fase contínua.

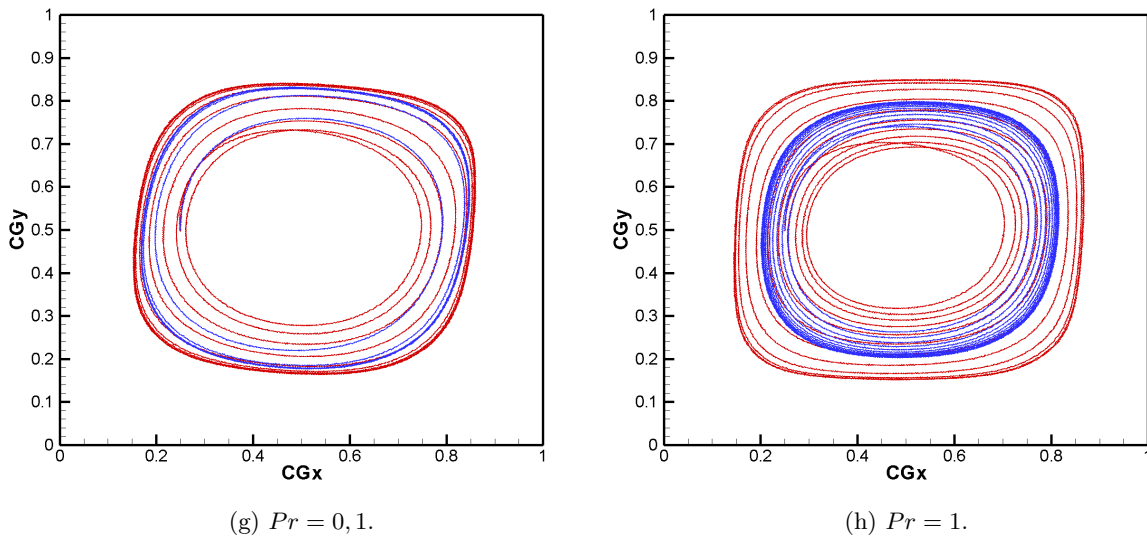


Figura 4.11: $Ra = 10^3$, $\lambda_k = 10$ (linha azul) e $\lambda_c = 10$ (linha vermelha).

Aumentando-se o número de Rayleigh para $Ra = 10^4$, a análise foi feita para os mesmos valores de Prandtl, $Pr = 0,1$ e $Pr = 1$. Os resultados, apresentados na Fig. 4.12, mostram alguns comportamentos diferentes para esse valor de Ra . Para um maior valor de λ_k , a gota chega a uma trajetória fechada, para ambos os valores de Pr observados. Para um λ_c maior, por outro lado, observam-se trajetórias curtas, em espiral, que rapidamente levam a gota ao centro da cavidade. Já para λ_k e λ_c unitários, conforme observado na curva verde da Fig. 4.12, tem-se um movimento em espiral que, a cada período, se aproxima mais do centro da cavidade.

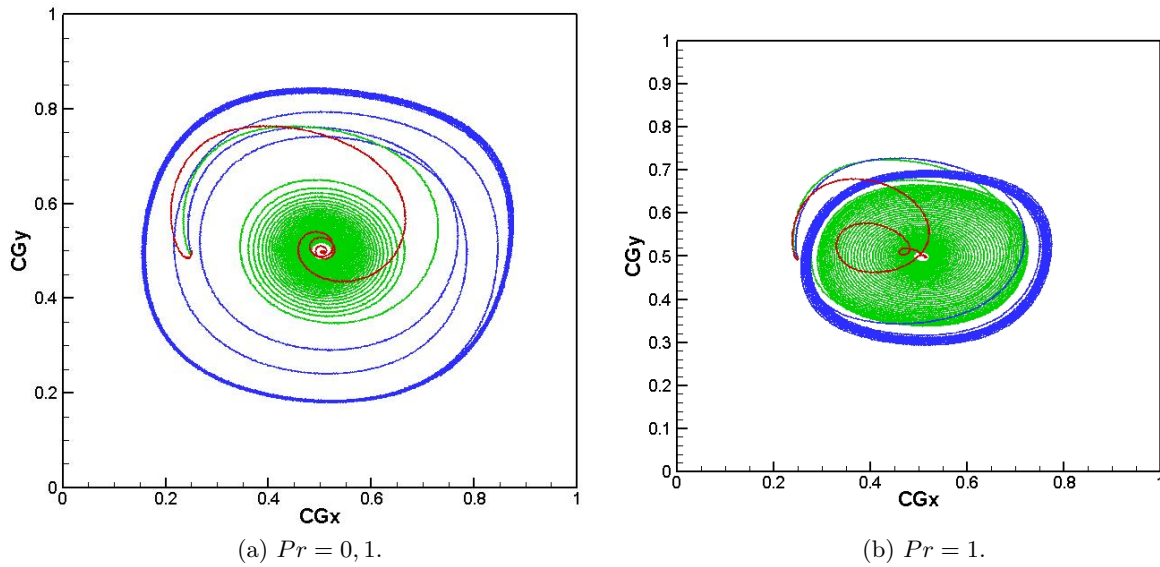


Figura 4.12: Deslocamento do centro de gravidade da gota para $Ra = 10^4$. As curvas azuis representam $\lambda_k = 10$, as curvas vermelhas representam $\lambda_c = 10$ e, em (a), a curva verde representa $\lambda_k = \lambda_c = 1$. A gota possui $Ca = 10^{-2}$.

4.5.3 Efeitos do número de capilaridade

Até aqui, todas as análises foram feitas para um número de capilaridade $Ca = 10^{-2}$, considerado baixo. Sabendo que baixos valores de Ca indicam tensão interfacial alta, a gota se mostrou resistente ao cisalhamento do escoamento.

Com a finalidade de registrar os efeitos de deformações da gota em sua trajetória e na transferência de calor, foram observados valores de Ca maiores, para $Ra = 10^3$ e $Pr = 1$, variando-se também as propriedades térmicas de um caso para o outro.

Os resultados apresentados na Fig. 4.13 (a), (b) e (c) mostram a trajetória da gota, respectivamente, para os casos em que

- $\lambda_c = 1, \lambda_k = 1$;
- $\lambda_c = 1, \lambda_k = 10$;
- $\lambda_c = 10, \lambda_k = 1$.

A linha vermelha indica $Ca = 10^{-2}$; a linha verde, $Ca = 10^{-1}$; e a linha azul, $Ca = 1$.

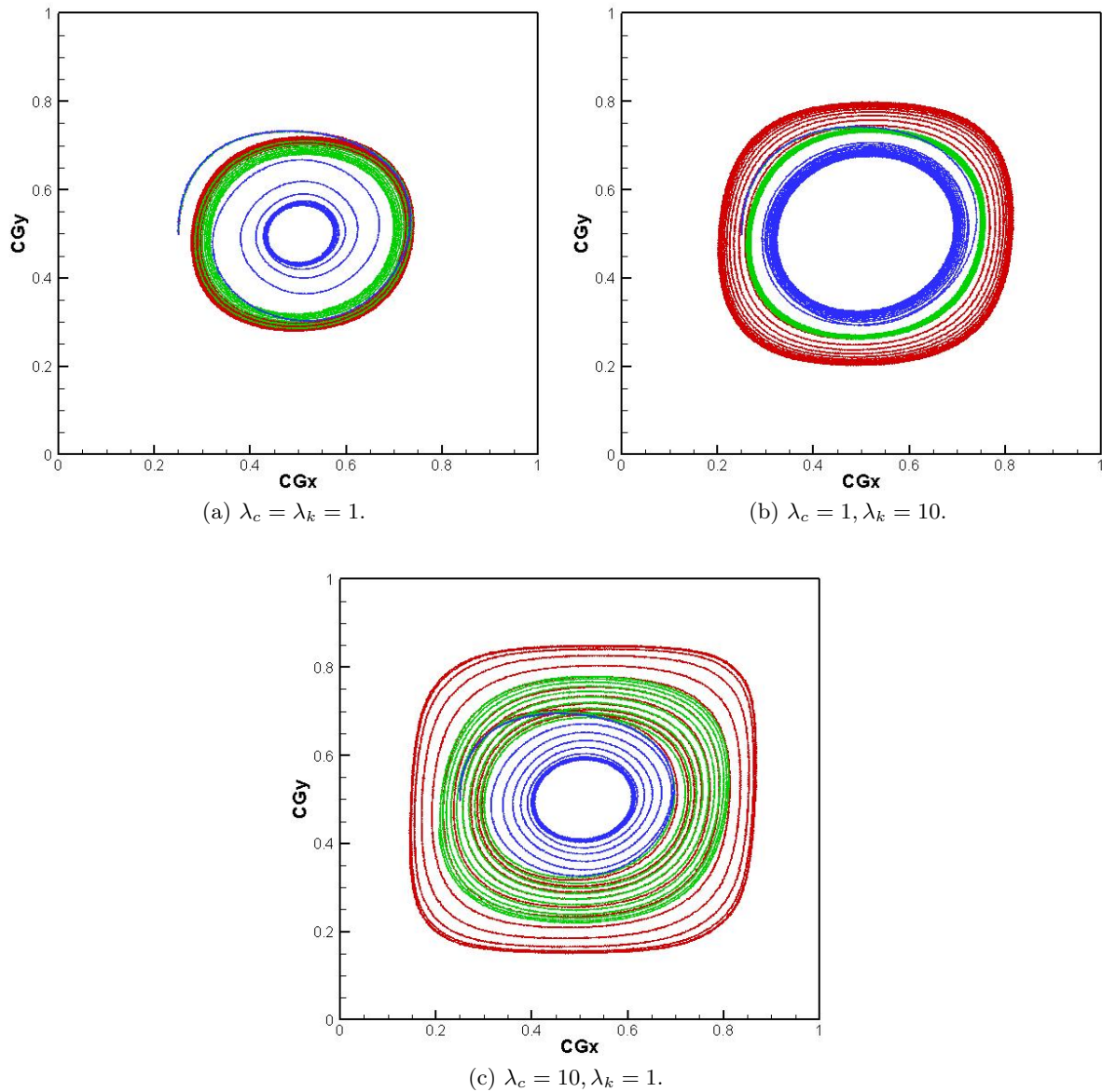


Figura 4.13: Deslocamento do centro de gravidade da gota para $Ra = 10^3$ e $Pr = 1$. As curvas vermelhas representam $Ca = 10^{-2}$, as curvas verdes representam $Ca = 0,1$ e as curvas azuis representam $Ca = 1$.

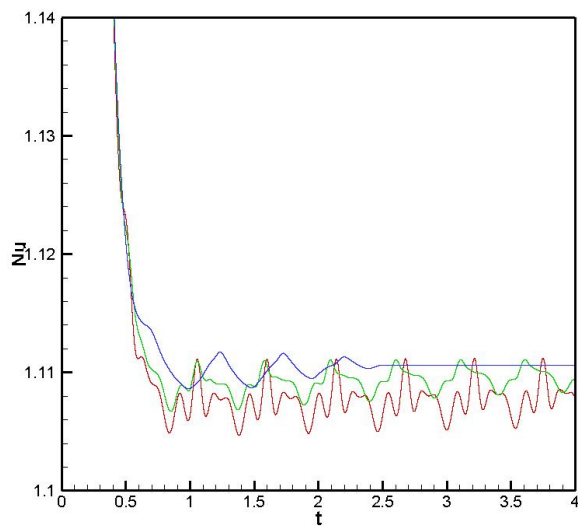
A Fig. 4.13 (a) apresenta, para todos os valores de capilaridade, trajetórias circulares que, no regime estacionário, estão mais próximas do centro da cavidade do que o ponto inicial. Para os menores valores de capilaridade, o raio da trajetória não se altera tanto, sendo ele menor para $Ca = 10^{-1}$. Para $Ca = 1$, no entanto, rapidamente se atinge uma trajetória periódica ao redor do centro da cavidade, bem próxima dele.

Aumentando-se λ_k , conforme apresentado na Fig. 4.13 (b), já é possível observar um comportamento diferente. Para $Ca = 10^{-2}$, a gota atinge o regime estacionário mais afastada do centro da cavidade. Já $Ca = 10^{-1}$, o raio que descreve a trajetória da gota diminui ligeiramente no primeiro ciclo, e assim permanece a trajetória, fechada ao redor do centro. Um comportamento semelhante

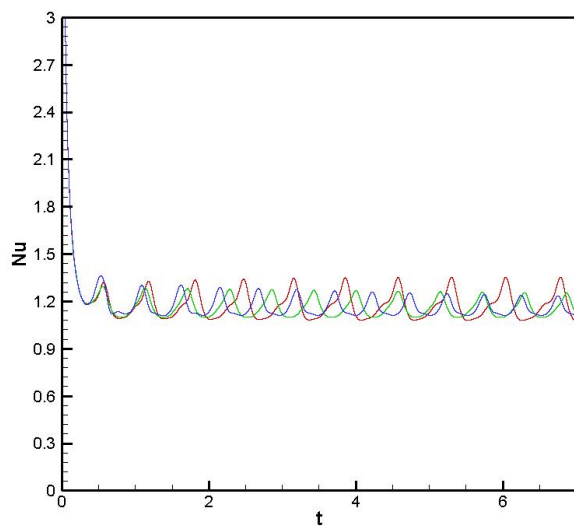
é observado para o maior valor de Ca , porém a trajetória se aproxima mais do centro da cavidade.

Para $\lambda_c = 10$ e $\lambda_k = 1$, ou seja, para um Pr da gota maior do que o da fase contínua, os resultados estão apresentados na Fig. 4.13 (c). Observa-se que tanto para $Ca = 10^{-2}$ quanto para $Ca = 10^{-1}$, a gota sai de sua posição inicial, traça um caminho que se aproxima do centro da cavidade, de onde se afasta a cada ciclo. Para o menor valor de Ca , no entanto, a amplitude da trajetória é maior, de modo que a gota, no regime estacionário, circula mais próxima às paredes. Já para $Ca = 1$, a gota, a partir do ponto inicial, percorre uma trajetória que, a cada ciclo, fica mais próxima do centro da cavidade, até atingir o regime estacionário.

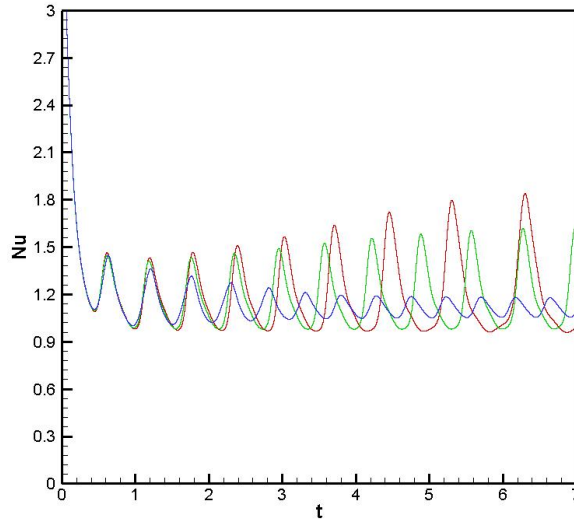
Para todos esses casos, também foi analisada a influência da variação do número de capilaridade na transferência de calor. Para isso, observou-se o comportamento do número de Nusselt, apresentado na Fig. 4.13.



(a) $\lambda_c = \lambda_k = 1$.



(b) $\lambda_c = 1, \lambda_k = 10$.



(c) $\lambda_c = 10, \lambda_k = 1$.

Figura 4.13: $Ra = 10^3, Pr = 1, Ca = 10^{-2}$ (linha vermelha), $Ca = 0,1$ (linha verde) e $Ca = 1$ (linha azul).

O resultado apresentado na Fig. 4.13 (a) mostra que o comportamento do número de Nusselt não apresenta variações expressivas no valor. Conforme se aumenta o valor de Ca , percebe-se que a onda correspondente vai perdendo seu formato com o tempo, até que, para $Ca = 1$, Nu finalmente atinge um valor constante.

Aumentando λ_k para 10, conforme apresentado na Fig. 4.13 (b), observa-se um aumento na amplitude do número de Nusselt. É possível perceber que, para a menor capilaridade, a onda se conserva ao longo do escoamento. Para cada aumento na capilaridade, porém, nota-se que o período e a amplitude das ondas diminuem ao longo do tempo, sendo menores para a maior capilaridade.

Agora, analisando-se o caso em que a capacidade calorífica é maior, os resultados na Fig. 4.13 (c) mostram uma variação muito grande no número de Nusselt para os menores valores de Ca . Conforme observado anteriormente, são casos em que a gota percorre uma trajetória que a aproxima das paredes. Isso leva o número de Nusselt a variações significativas dentro de cada ciclo. Para uma maior capilaridade, a gota se aproxima do centro da cavidade, o que causa variações bem menores em Nu .

Capítulo 5

Conclusão

5.1 Considerações finais

Neste trabalho, foi apresentada uma análise do comportamento de uma cavidade com regime de escoamento bifásico de convecção natural. A partir da observação do comportamento de uma gota dentro da cavidade, pôde-se estudar de que forma a variação de parâmetros do escoamento e de propriedades da gota altera a sua trajetória e interfere nos processos de transferência de calor.

Com a implementação de métodos numéricos para descrever o escoamento, foi possível simular, a partir de código desenvolvido na linguagem *Fortran*, o escoamento na cavidade bifásica em convecção natural. Primeiramente, implementou-se o método de projeção de segunda ordem para a resolução das equações de Navier-Stokes, validado pelo caso da cavidade com tampa cisalhante, apresentando resultados de acordo com os observados na literatura. Depois disso, para inserir a gota no escoamento, implementou-se o método *Level Set*, verificado pela deformação registrada no caso do cisalhamento simples, novamente em bom acordo com os resultados observados nas referências. O próximo passo foi implementar a aproximação de Boussinesq e a equação da energia. Foram simulados os escoamentos para diferentes números de Rayleigh, $Ra = 10^3$, $Ra = 10^4$ e $Ra = 10^5$. O número de Nusselt encontrado no regime permanente para cada caso foi registrado e comparado com valores encontrados por outros autores, mostrando que a cavidade em convecção natural foi simulada com sucesso.

Verificadas as etapas do código, foram feitas simulações do problema completo. Variando-se os números de Rayleigh e de Prandtl, observaram-se as trajetórias da gota. Para baixos números de Rayleigh, a gota apresenta uma trajetória fechada e periódica. Aumentando-se o número de Rayleigh, o número de Prandtl determina se a gota descreverá uma trajetória periódica ou se irá descrever um movimento até o centro da cavidade.

Variando-se as propriedades térmicas da gota, observaram-se alguns padrões diferentes. Para os dois números de Rayleigh analisados, o aumento na condutividade térmica da gota levou a trajetórias fechadas e periódicas. O aumento na capacidade calorífica, por sua vez, não levou a comportamentos muito diferentes para $Ra = 10^3$. Porém, para $Ra = 10^4$, esse aumento levou a gota a traçar uma trajetória helicoidal que rapidamente a levou para o centro da cavidade.

Por último, analisaram-se os efeitos da variação no número de capilaridade na trajetória da gota e na transferência de calor. Observando diferentes configurações de propriedades térmicas, em todos os casos observou-se uma trajetória final fechada e periódica, de menor amplitude conforme a capilaridade aumenta. Observando-se a transferência de calor, foi possível perceber que quando a gota possui propriedades distintas da fase contínua, o número de Nusselt aumenta conforme se diminui a capilaridade. Já para o caso em que λ_c e λ_k são unitários, o comportamento observado foi o inverso: percebeu-se um aumento no número de Nusselt conforme o número de capilaridade cresce.

5.2 Trabalhos futuros

O trabalho apresenta uma área grande a ser explorada no estudo da transferência de calor em emulsões. Entre os tópicos a serem observados em trabalhos futuros, podem ser citados

- A adição de mais gotas ao escoamento, analisando sua influência nos processos de transferência de calor;
- A variação do número de capilaridade para escoamentos com maiores números de Rayleigh, a fim de observar deformações mais expressivas e rompimento da gota;
- A variação da posição inicial da gota, observando como isso pode alterar a trajetória para diferentes parâmetros.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Atkinson, K. *An Introduction to Numerical Analysis*. New York, NY, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1988. ISBN 0-471-50023-2.

Barakos, G.; Mitsoulis, E.; Assimacopoulos, D. Natural convection flow in a square cavity revisited: laminar and turbulent models with wall functions. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Wiley Online Library, v. 18, n. 7, p. 695–719, 1994.

Batchelor, G. K. Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures. *Quarterly of Applied Mathematics*, Brown University, v. 12, n. 3, p. 209–233, 1954. ISSN 0033569X, 15524485.

Bejan, A. *Convection Heat Transfer*. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, Inc., 2013. ISBN 9781118671627.

Brown, D. L.; Cortez, R.; Minion, M. L. Accurate projection methods for the incompressible Navier–Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, v. 168, n. 2, p. 464–499, 2001. ISSN 0021-9991.

Bugarin, I. M.; Oliveira, T. F. Droplet motion in confined natural convection flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 173, p. 121249, 2021. ISSN 0017-9310.

Bulanov, N. V.; Skripov, V. P.; Khmyl'nin, V. A. Principles of emulsion formation. *Journal of Engineering Physics*, Springer, v. 46, n. 1, p. 5–8, 1984.

Burden, R.; Faires, J. *Análise Numérica*. São Paulo, SP: Cengage do Brasil, 2008. 896 p. ISBN 9788522106011.

Çengel, Y.; Ghajar, A. J. *Heat and Mass Transfer: Fundamentals and Applications*. 4^a. ed. New York, NY: McGraw-Hill, 2003. (McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering). ISBN 9780072458930.

Chopp, D. L. Computing Minimal Surfaces via Level Set Curvature Flow. *Journal of Computational Physics*, Academic Press Professional, Inc., USA, v. 106, n. 1, p. 77–91, maio 1993. ISSN 0021-9991.

Chorin, A. J. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Mathematics of Computation*, American Mathematical Society (AMS), v. 22, n. 104, p. 745–762, 1968.

Davis, G. D. V. Natural convection of air in a square cavity: A bench mark numerical solution. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 3, n. 3, p. 249–264, 1983.

Duarte, B. A. de F.; Serfaty, R.; Neto, A. da S. Influence of the Prandtl Number on Wall-to-Fluid Thermal Transfer Rate in a Cubic Cavity. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 103, n. 2, p. 345–367, 2019. ISSN 1573-1987.

- Fusegi, T.; Hyun, J. M.; Kuwahara, K. Three-dimensional simulations of natural convection in a sidewall-heated cube. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 13, n. 7, p. 857–867, 1991.
- Ghia, U.; Ghia, K.; Shin, C. High-Re solutions for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method. *Journal of Computational Physics*, v. 48, n. 3, p. 387–411, 1982. ISSN 0021-9991.
- Goff, H. D. Colloidal aspects of ice cream – A review. *International Dairy Journal*, v. 7, n. 6, p. 363–373, 1997. ISSN 0958-6946.
- Hestenes, M. R.; Stiefel, E. Methods of conjugate gradients for solving linear systems. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, v. 49, p. 409–435, 1952.
- Hirsch, C. *Numerical Computation of Internal and External Flows: The Fundamentals of Computational Fluid Dynamics*. Oxford, Reino Unido: Elsevier Science, 2007. ISBN 9780080550022.
- Ioannou, N.; Liu, H.; Zhang, Y. Droplet dynamics in confinement. *Journal of Computational Science*, v. 17, p. 463–474, 2016. ISSN 1877-7503. Discrete Simulation of Fluid Dynamics 2015.
- Kays, W. M.; Crawford, M. E. *Convective Heat and Mass Transfer*. 3^a edição. ed. Highstown, NJ: McGraw-Hill, 1993. (McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering). ISBN 0-07-033721-7.
- Kennedy, M.; Pozrikidis, C.; Skalak, R. Motion and deformation of liquid drops, and the rheology of dilute emulsions in simple shear flow. *Computers Fluids*, v. 23, n. 2, p. 251–278, 1994. ISSN 0045-7930.
- Kim, J.; Moin, P. Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 59, n. 2, p. 308–323, 1985.
- Kwak, S.; Pozrikidis, C. Adaptive triangulation of evolving, closed, or open surfaces by the advancing-front method. *Journal of Computational Physics*, v. 145, n. 1, p. 61–88, 1998. ISSN 0021-9991.
- Liu, X.; Osher, S.; Chan, T. Weighted essentially non-oscillatory schemes. *Journal of Computational Physics*, v. 115, n. 1, p. 200–212, 1994. ISSN 0021-9991.
- Markatos, N. C.; Pericleous, K. Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 27, n. 5, p. 755–772, 1984.
- Osher, S.; Fedkiw, R. *Level set methods and dynamic implicit surfaces*. New York, NY: Springer-Verlag, 2003. 288 p. ISSN 08981221. ISBN 0387954821.
- Peng, S. et al. Particulate Alum via Pickering Emulsion for an Enhanced COVID-19 Vaccine Adjuvant. *Advanced Materials*, Wiley Online Library, v. 32, n. 40, p. 1–7, 2020.
- Roesle, M. L.; Kulacki, F. A. Boiling of Dilute Emulsions—Toward a New Modeling Framework. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, American Chemical Society (ACS), v. 49, n. 11, p. 5188–5196, dez. 2010.
- Shu, C.; Osher, S. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes. *Journal of Computational Physics*, v. 77, n. 2, p. 439–471, 1988. ISSN 0021-9991.
- Taylor, G. I. S. The formation of emulsions in definable fields of flow. *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 146, p. 501–523, 1934.

Umar, A. A. et al. A review of petroleum emulsions and recent progress on water-in-crude oil emulsions stabilized by natural surfactants and solids. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, v. 165, p. 673–690, 2018. ISSN 0920-4105.

Xia, Y. et al. Exploiting the pliability and lateral mobility of Pickering emulsion for enhanced vaccination. *Nature Materials*, Springer Science and Business Media LLC, v. 17, n. 2, p. 187–194, jan. 2018.

Yang, X.; Shi, B.; Chai, Z. Generalized modification in the lattice Bhatnagar-Gross-Krook model for incompressible Navier-Stokes equations and convection-diffusion equations. *Physical Review E*, American Physical Society (APS), v. 90, n. 1, jul. 2014.