

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PAMPA

RÉGIS ZORZO

**INFLUÊNCIA DA POTÊNCIA MAGNÉTICA NO AQUECIMENTO E VAPORIZAÇÃO DE
FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL**

**Alegrete
2016**

RÉGIS ZORZO

INFLUÊNCIA DA POTÊNCIA MAGNÉTICA NO AQUECIMENTO E VAPORIZAÇÃO DE FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Pampa, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Mecânica.

Orientador: César Flaubiano da Cruz
Cristaldo

**Alegrete
2016**

Ficha catalográfica elaborada automaticamente com os dados fornecidos
pelo(a) autor(a) através do Módulo de Biblioteca do
Sistema GURI (Gestão Unificada de Recursos Institucionais) .

Z83i Zorzo, Régis
INFLUÊNCIA DA POTÊNCIA MAGNÉTICA NO AQUECIMENTO E
VAPORIZAÇÃO DE FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL / Régis Zorzo.
70 p.

Trabalho de Conclusão de Curso(Graduação)-- Universidade
Federal do Pampa, ENGENHARIA MECÂNICA, 2016.

"Orientação: César Flaubiano da Cruz Cristaldo".

1. Aquecimento magnético. 2. Combustão. 3. Fenômenos de
Transporte. 4. Mecânica dos Fluidos Reativos. I. Título.

RÉGIS ZORZO

**INFLUÊNCIA DA POTÊNCIA MAGNÉTICA NO AQUECIMENTO E VAPORIZAÇÃO DE
FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Curso de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Pampa, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia Mecânica.

Trabalho de Conclusão de Curso defendido e aprovado em 2 de dezembro de 2016.

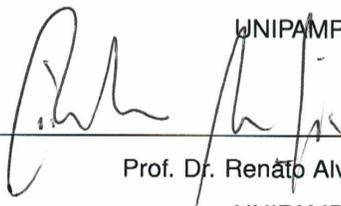
Banca examinadora:



Prof. Dr. César Flaubiano da Cruz Cristaldo

Orientador

UNIPAMPA



Prof. Dr. Renáto Alves da Silva

UNIPAMPA



Prof. Dr. Adriano Roberto da Silva Carotenuto

UNIPAMPA

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço a Deus por ser fonte inesgotável de esperança e bençãos, guiando e protegendo-me nos caminhos da vida.

Aos meus pais, Giovani e Líria, e minha irmã, Graziela, pelo incentivo, compreensão e conselhos.

Aos meus avós maternos e paternos, Bertoldo, Mariana, Alcides e M. Ignez, assim como aos demais familiares, pelo apoio.

A Beatriz, pela compreensão, amparo e apoio incondicional.

Ao Rafael, pelo companheirismo e auxílio de longa data.

Aos professores do curso de Engenharia Mecânica, em especial ao professor César Cristaldo pelo apoio e orientação na elaboração deste trabalho. Também agradeço ao professor Fernando Fachini pelo auxílio neste estudo, ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais pela oportunidade de iniciação científica e CNPQ pela bolsa proc. 126439/2015-0 .

Aos demais colegas e amigos com os quais tive o prazer de conviver.

"Que os vossos esforços desafiem as impossibilidades, lembrai-vos de que as grandes coisas do homem foram conquistadas do que parecia impossível".

Charles Chaplin

RESUMO

Este trabalho apresenta um modelo de aquecimento magnético aplicado em ferrofluido combustível. Esse processo consiste na geração de energia por dissipação viscosa ocasionada pela rotação de nanopartículas magnética dentro do fluido sob a influência de um campo magnético alternado. Esse processo vem sendo estudado como um método de melhorar o processo de combustão, devido ao aumento da taxa de vaporização do combustível. Os modelos matemáticos que descrevem esse processo, até então, consideram a influência de um campo magnético de alta potência agindo em uma gota de ferrofluido. Nesses casos, há a formação de uma camada limite térmica próxima a superfície da gota e a solução é obtida reescalando as equações no tempo e no espaço. Desse modo, o efeito geométrico (curvatura da gota) se torna desprezível e assim, a solução é obtida em coordenadas retangulares. Tendo em mente que a condição de campo magnético de baixa potência foi pouco explorada, além de ser mais viável construtivamente, o objetivo do presente estudo é estender a análise dos efeitos do aquecimento magnético em gotas de ferrofluido para o caso de campo magnético de ordem unitária. Para tanto, as equações de conservação de massa, energia e espécies químicas são solucionadas numericamente, em coordenadas esféricas. A variação da potência magnética se dá por meio de um parâmetro magnético, o qual é um conjunto de propriedades do campo magnético. Nesse trabalho, compara-se grandezas como a evolução do perfil de temperatura, taxa de vaporização, variação do raio da gota e tempo de aquecimento (tempo para atingir a temperatura de ebulição), para diferentes parâmetros e frequências magnéticas. Constata-se que o aquecimento magnético ainda exerce grande influência no caso de parâmetro magnético P_m de ordem unitária, percebendo que com o aumento desse parâmetro a temperatura de ebulição passa a ser atingida no interior da gota, ocasionando grandes diminuições no tempo de aquecimento e elevadas taxas de vaporizações.

Palavras-Chave: Aquecimento magnético; Vaporização de gotas; Ferrofluidos.

ABSTRACT

This work refers to the process of magnetic heating applied in a ferrofluid fuel. This process consists in the generation of energy by viscous dissipation caused by the movement of nanoparticles under the influence of an alternated magnetic field. This process is being studied as a method to improve the combustion, due to the increase caused in the fuel vaporization rate. The mathematical models that describe this process, until now, considerate the influence of a high power magnetic field acting in a ferrofluid droplet. In those cases, there is the formation of a thermal boundary layer close to the droplet surface, and the solution is obtained rescaling the equations on time and space. By this way, the geometrical effect (droplet curvature) becomes negligible and the solution is obtained in rectangular coordinates. Considering that the low power magnetic field was not well explored, and that it is more viable, the objective of this study is to extend the analysis of the effects of the magnetic heating in ferrofluid droplets to the case of unitary order magnetic field. For this, the mass, energy and chemical species conservation equations must be numerically solved, in spherical coordinates. The magnetic power variation is given by a magnetic parameter, which is the set of the magnetic field properties. In this work, it is compared values as the temperature distribution evolution, vaporization rate, droplet radius variation and heating time (time to the droplet reach the ebullition temperature), for different magnetic parameter and frequency. It is observed that the magnetic heating still influencing strongly in the case of P_m of unitary order, noting that with the increase of P_m , the ebullition temperature is obtained in the interior of the droplet causing great diminution of the heating time and high vaporization rate.

Keywords: Droplet vaporization; Ferrofluids; Magnetic heating.

LISTA DE FIGURAS

1	Interação entre duas gotas.....	21
2	Modos de combustão de spray.	22
3	Representação de nanopartículas magnéticas com a camada de surfactante.	26
4	Ferrofluido sob ação de força magnética produzida por um eletroímã.	27
5	Hipertermia magnética induzida experimentalmente.	28
6	Representação esquemática do processo de aquecimento magnético aplicado a uma gota de ferrofluido.....	29
7	Representação esquemática do perfil de temperatura da fase líquida e gasosa na coordenada espacial r	30
8	Representação esquemática do perfil de temperatura da fase líquida e gasosa na coordenada espacial r na escala da camada limite térmica.	31
9	Ilustração esquemática do caso de análise.....	34
10	Temperatura da superfície da gota em função do tempo.	50
11	Taxa de vaporização em função do tempo.....	51
12	Variação do raio ao quadrado com o tempo.	52
13	Variação de temperatura no centro da gota com o tempo.	53
14	Perfil de temperatura no interior da gota no momento em que ocorre a ebulição.	54
15	Evolução do perfil de temperatura da gota para o caso de $P_m = 100$	55
16	Evolução do perfil de temperatura da gota para o caso de $P_m = 2$	55
17	Variação da temperatura no centro da gota com o tempo.	56
18	Variação do tempo de aquecimento t_b com o P_m ($1,6 < P_m < 100$).....	57
19	Perfil de temperatura no instante em que $a = 0,1$ para o caso de $P_m \leq 1,5$. ..	58
20	Evolução do perfil de temperatura com o tempo para $P_m = 1$	58
21	Raio ao quadrado da gota variando com o tempo para $P_m < 2$	59
22	Raio ao quadrado da gota variando com o tempo para $P_m > 50$	60
23	Variação β com o tempo.	61
24	Variação do tempo de aquecimento t_b com o P_m	62
25	Perfil de temperatura no instante t_b para o caso de $P_m = 100$	63

26	Perfil de temperatura no instante t_b para o caso de $P_m = 20$	63
27	Varição de β com a frequência f , para $P_m = 1$	64
28	Varição de β com a frequência f , para $P_m = 100$	65

LISTA DE SÍMBOLOS

Caracteres Latinos

a^* - Raio da gota [m];

a_0^* - Raio inicial da gota [m];

A - $c_p^* k_l^* / c_l^* k_{g\infty}$;

c^* - Calor específico [$J/(gK)$];

f^* - Frequência do campo magnético [Hz];

G^* - Fonte de energia [W/m^3];

h^* - Entalpia específica [J/g];

H_0^* - Amplitude do campo magnético [kA/m];

k^* - Condutividade [W/mK];

L^* - Calor latente de vaporização [J/g];

L_e - Número de Lewis;

\dot{m}^* - Taxa de vaporização [g/s];

\dot{m}''' - Fonte de espécie química [$g/(m^3s)$];

M_d^* - Domínio magnético [kA/m];

M_w^* - Massa molecular do líquido [g/mol];

P^* - Potência dissipada por volume [W/m^3];

P_m - Parâmetro magnético;

Q^{-*} - Fluxo de Calor para a fase líquida [W/m^2];

r^* - Coordenada espacial [m];

r_N^* - Raio das nanopartículas [m];

R_g - Constante universal dos gases [$J/(molK)$];

t^* - Tempo [s];

t_e^* - Tempo de relaxação efetivo [s];

T^* - Temperatura [K];

v^* - Velocidade [m/s];

V_N^* - Volume da nanopartícula [m^3];

V_H^* - Volume hidrodinâmico da nanopartícula [m^3];

Y - Fração mássica;

Caracteres Gregos

α^* - Difusividade [m^2/s];

β - λ/a ;

γ - $L^*M_w^*/(R_g^*T_b^*)$;

δ - Camada limite térmica;

\mathcal{D}^* - Coeficiente de difusão [m^2/s];

ϵ - $\rho_{b\infty}^*/\rho_l$;

η^* - Viscosidade [$Pa.s$];

θ - Temperatura adimensional;

κ^* - Constante de Boltzmann [J/K];

λ - Taxa de vaporização adimensional;

μ_0^* - Permeabilidade magnética [N/A^2];

ζ - Parâmetro de Langevin;

ρ^* - Massa específica [g/m^3];

ϕ - Fração volumétrica de nanopartículas;

\forall^* - Volume [m^3];

χ_0 - Suscetibilidade magnética;

χ_i - Suscetibilidade magnética inicial;

Subscritos

b - Instante de ebulição;

B - Browniano;

c - Característico da gota;

F - Combustível;

g - Gás;

i - Oosição espacial;

l - Fase Líquida;

N - Néel;

s - Superfície da gota;

∞ - Região afastada da gota;

Sobrescritos

* - Termos dimensionais;

j - Instante de tempo;

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	16
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	19
2.1	Combustão	19
2.2	Combustão de spray	20
2.3	Gota isolada	22
2.4	Nanofluidos	24
2.5	Ferrofluidos	25
2.6	Aquecimento por relaxação magnética	32
3	METODOLOGIA	34
3.1	Hipóteses	35
3.2	Variáveis adimensionais	36
3.3	Equações de conservação em sua forma geral	36
3.3.1	Equação de conservação de massa adimensional	37
3.3.2	Equação de conservação de energia adimensional	38
3.3.3	Equação de conservação das espécies químicas adimensional	38
3.4	Análise da fase líquida	39
3.4.1	Conservação de massa aplica a fase líquida	39
3.4.2	Conservação de energia aplicada a fase líquida	40
3.5	Análise da fase gasosa	41
3.5.1	Conservação de massa aplicada a fase gasosa	41
3.5.2	Conservação de espécies químicas aplicada a fase gasosa	42
3.5.3	Conservação de energia aplicada a fase gasosa	42
3.6	Condições de contorno	43
3.6.1	Condição de fluxo de espécie na superfície	43
3.6.2	Condição de fluxo de energia	44
3.7	Solução	45
3.7.1	Solução numérica	46
4	RESULTADOS	49

4.1	Comparação do presente modelo com o modelo de camada limite térmica	50
4.2	Influência do parâmetro magnético P_m	53
4.3	Influência da frequência do campo magnético.....	61
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS	66
	REFERÊNCIAS	68

1. INTRODUÇÃO

É notável o grande número de aplicações que envolvem o fenômeno de combustão, desde veículos de transportes, processos industriais, caldeiras, tratamento térmico, fundição de metais, aquecimento predial, geração de energia elétrica em usinas termoelétricas, entre outros. Dessa forma, as melhorias causadas no processo de combustão podem causar impacto significativo na sociedade, justificando o seu investimento.

Muitos dos mecanismos existentes como motores a diesel, motores de foguetes, turbinas a gás e fornos industriais utilizam da injeção de combustível na forma de spray em sua câmara de combustão. Na busca de melhorar a combustão de spray, Fachini e Bakuzis (2010) propuseram a inserção de uma fonte de energia interna no combustível.

Essa fonte de calor consiste na utilização de nanopartículas metálicas de cerca de 10 nanômetros de diâmetro inseridas em combustível expostas a um campo magnético alternado. As nanopartículas são partículas sólidas nanométricas, que devido a sua alta razão entre área superficial e volume possuem propriedades diferentes dos sólidos convencionais, principalmente nos casos de diâmetro menor que 100 nanômetros (CHOL, 1995). A presença de um campo magnético alternado provoca movimento periódico de alinhamento e desalinhamento do dipolo das nanopartículas com o sentido do campo. Esse movimento periódico promove geração de calor por dissipação viscosa, tal processo é denominado aquecimento magnético (ROSENSWEIG, 2002).

O processo de aquecimento magnético aplicado a combustão de gotas vem sendo alvo de estudos recentes, nos quais constata-se um aumento significativo na taxa de vaporização e diminuição do tempo de aquecimento do combustível (CRISTALDO; FACHINI, 2013a; CRISTALDO; FACHINI, 2013b; CRISTALDO; VARGAS; FACHINI, 2015). Até o momento, esses estudos analisam o problema sob campo magnético de alta potência. Nessa perspectiva, forma-se uma fina camada limite térmica no interior da gota, próximo a sua superfície. Até então as equações que descrevem o problema são utilizadas com o tempo e o espaço na escala da espessura da camada limite térmica, trazendo como consequência a perda da geometria esférica. Além do mais, a condição da alta potência magnética é um obstáculo para a reprodução do processo de aquecimento magnético em

laboratório.

Assim, o tema do presente estudo é o aquecimento e vaporização de uma gota de ferrofluido, estendendo a solução existente para caso de campo magnético de baixa potência. Justifica-se este estudo devido as possíveis melhorias no processo de combustão, como proporcionar uma maior taxa de vaporização do combustível e assim uma combustão mais completa e com menor geração de poluentes. O problema de pesquisa consiste em avaliar quais os efeitos da inserção da fonte de energia magnética no aquecimento e vaporização de gotas, analisando diferentes magnitudes de potência magnética.

Como hipótese inicial tem-se que ao comparar os resultados obtidos nessa pesquisa com a solução já existente, para o caso de alta potência magnética, não haja grande discrepância. Também espera-se que, ao diminuir a potência magnética, o aquecimento magnético ainda seja o processo dominante em relação ao fluxo de energia do ambiente para a gota.

Tem-se como objetivo analisar o aquecimento e a vaporização de uma gota de ferrofluido sob a ação de campo magnético alternado para diferentes níveis de potência magnética. Destaca-se como objetivos específicos do presente estudo: 1) comparar a solução de camada limite térmica com a solução onde as equações mantenham a geometria do problema; 2) obter a solução para o caso de aquecimento magnético de baixa potência, criando oportunidades para que no futuro os resultados sejam verificados experimentalmente; 3) analisar a influência de parâmetros do campo magnético, bem como a influência de sua frequência.

A metodologia adotada consiste, primeiramente, de uma análise bibliográfica a fim de obter o entendimento dos processos físicos envolvidos. Posteriormente, o problema é modelado por meio de equações de conservação de massa, energia e espécies químicas, as quais são solucionadas numericamente por diferenças finitas implícitas em conjunto com o método do *Shooting*.

Este trabalho está estruturado em três capítulos. Sendo que o primeiro capítulo conceitua o fenômeno da combustão, combustão de spray, análise de uma gota isolada, aplicações de nanofluidos e ferrofluidos, como também descreve os princípios do aquecimento magnético. Já o segundo capítulo apresenta a metodologia adotada, na qual as

principais hipóteses para a solução do problema, bem como a modelagem matemática e o procedimento de solução numérica são abordados. Por fim, no terceiro capítulo os resultados são apresentados e discutidos.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O presente capítulo irá abordar a combustão, com o foco na combustão de spray. Em seguida, será tratada a análise de uma gota isolada e logo após, a definição de nanofluidos e ferrofluidos, bem como exemplos de sua utilização. O aquecimento magnético será apresentado, sendo exibido a expressão que relaciona as propriedades do campo magnético e das nanopartículas com a dissipação de potência.

2.1. Combustão

De forma genérica, pode-se definir a combustão como uma reação química que libera energia na forma de calor. A combustão, conforme Turns (2013), pode ocorrer com ou sem chama. A chama é definida como a fina região de reação química. Na combustão sem chama não há uma região de reação química definida, sendo que essa se distribui em um volume. Uma característica da reação sem chama é a não emissão de radiação visível. Exemplos de combustão sem chama são encontrados nos sólidos porosos, como na queima de um cigarro ou na brasa de carvão.

Na combustão com chama há uma zona localizada de reação química em propagação autossustentada a velocidades subsônicas (TURNNS, 2013). Nesse sentido, ainda segundo esse mesmo autor, entende-se que a chama ocupa uma pequena parte da mistura reagente, ou seja, uma região localizada que varia conforme o tempo. Caso a região da chama se desloque a velocidades subsônicas, essa passa a ser denominada deflagração. Mas, caso o fenômeno de combustão se desloque em velocidades supersônicas, denomina-se detonação.

A combustão com chama frequentemente é classificada como pré-misturada ou difusiva. A combustão pré-misturada ocorre quando o combustível e o oxidante estão misturados a nível molecular antes que a reação química ocorra, apresentando geralmente elevadas temperaturas e baixa luminosidade. Já a combustão difusiva, diferencia-se pela segregação entre o combustível e o oxidante, os quais se difundem em direção a chama na interface combustível-oxidante. Assim, o contato entre os reagentes ocorre durante a reação química. Nota-se que o termo difusão diz respeito ao transporte molecular dos

componentes de uma mistura gasosa (TURNS, 2013).

Os diferentes tipos de combustão geralmente ocorrem simultaneamente, um exemplo simples é produzido por um bico de Bunsen. Nesse exemplo, a combustão pré-misturada pode ocorrer em conjunto com a difusiva. Isso ocorre pois após se estabelecer uma chama pré-misturada rica, há o escape de hidrogênio e monóxido de carbono, os quais alimentam uma chama difusiva que envolve a chama pré-misturada. É curioso notar a cor característica perceptível pelo olho humano, que no caso de chamas pré-misturadas são azuladas devido a emissão espontânea de radiação por radicais de CH excitados. Já no caso de uma combustão com maior geração de fuligem como a difusiva, há a emissão de radiação em todo o espectro de corpo negro, havendo assim uma maior percepção pelo olho humano das cores entre amarelo brilhante e alaranjado fosco (TURNS, 2013).

2.2. Combustão de spray

Em aplicações práticas de combustão de spray, como exemplo motores de combustão interna a diesel, geralmente o combustível líquido é injetado por meio de um pequeno orifício (bico injetor) em uma câmara de combustão. O elevado cisalhamento provocado de forma intencional pelo injetor no fluxo líquido gera uma turbulência que provoca a divisão do combustível em pequenas gotas, gerando assim uma nuvem densa de gotas (WARNATZ et al., 2001). Então cria-se um fluxo de calor do ambiente para a gota de combustível, o qual é função da área de superfície e do gradiente de temperatura (LORELL; WISE; CARR, 1956), promovendo assim a evaporação do combustível e subsequente queima do mesmo.

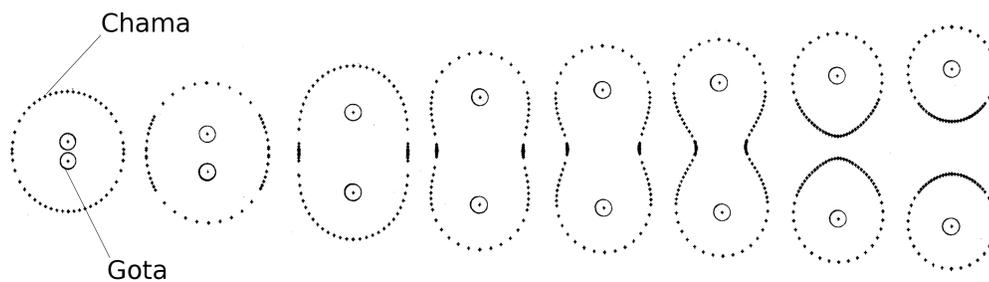
É importante notar que o vapor do combustível é consumido na combustão, assim, primeiro é necessário que o combustível passe do estado líquido para o estado gasoso. Esse fato demonstra a importância do estudo sobre o processo de aquecimento e vaporização de combustíveis líquidos.

Sabendo que a vaporização da gota de combustível está relacionada com sua área de superfície, um método bastante utilizado para aprimorar o processo de aquecimento e vaporização é o controle da atomização do combustível. Por meio da atomização, o combustível é particionado em pequenas gotas aumentando a área de troca térmica e

assim, é possível melhorar a transferência de calor do ambiente para a gota. A atomização pode ser ocasionada por diversos fatores, como turbulência no jato de combustível, cavitação e cisalhamento.

Próximo ao bico injetor há uma densa região de gotas de diversos tamanhos, ao passo que em um local mais afastado se forma uma região de gotas diluídas de tamanhos mais uniformes (BIROUK; GÖKALP, 2006; WARNATZ et al., 2001). Na região densa a interação entre gotas é dominante, enquanto que na região de gotas mais diluída essa interação pode chegar a ser insignificante. A Fig. (1) exemplifica essa diferença de interação, apresentando o estudo da combustão difusiva de duas gotas líquidas de n-heptano para diferentes distâncias entre ambas. Nessa figura é notável que, quando a distância entre as duas gotas é suficientemente pequena, ambas são rodeadas por uma mesma chama difusiva (linha tracejada), denotando interação. Já no caso em que o afastamento entre gotas é maior, chamas distintas envolvem cada gota.

Figura 1 – Interação entre duas gotas.



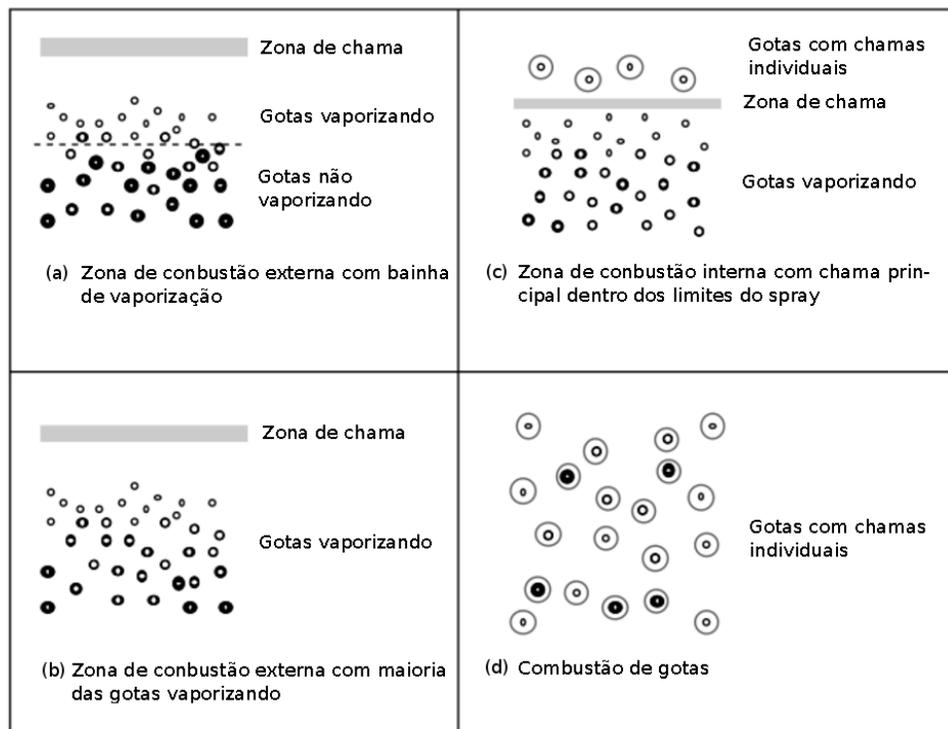
Adaptado de Brzustowski et al. (1979)

Vale notar que os diferentes tipos de interações entre gotas podem ocorrer concomitantemente, apresentando vários modos de combustão de spray. A diferença entre quatro tipos básicos de modos de combustão de spray está relacionada com o local em que a chama é estabelecida, externamente a nuvem de gotas ou internamente.

A Fig. (2, a) apresenta o caso de combustão estabelecida externamente. Nela a chama envolve um denso grupo de gotas ocasionando a vaporização de uma bainha

de gotas, enquanto que as gotas localizadas no interior desse grupo permanecem sem vaporizar. Ainda com a chama envolvendo o grupo de gotas, a Fig. (2, b) mostra o caso em que a maior parte das gotas estão vaporizando. No momento em que a chama adentra esse grupo, Fig. (2, c), tem-se uma zona de vaporização na região de maior densidade de gotas, ao passo que há gotas em combustão individual fora dessa zona. Por fim, em uma região diluída de gotas, ocorre a combustão individual como ilustra a Fig. (2, d) (CHIU; KIM; CROKE, 1982).

Figura 2 – Modos de combustão de spray.



Adaptado de Warnatz et al. (2001, p. 248)

2.3. Gota isolada

O estudo do aquecimento, vaporização e combustão de gotas isoladas, além de representar um fenômeno físico real, é útil para compreender casos mais complexos, como fluxos de spray. Isso se deve a sua relativa simplicidade de análise, que permite avançar

gradativamente no entendimento dos fenômenos mais complexos envolvendo inúmeros parâmetros, como turbulência e interação entre gotas.

Inicialmente dois importantes estudos de combustão de gotas foram desenvolvidos por Spalding (1953) e Godsave (1953). Esses estudos consideram uma gota de combustível isolada de geometria esférica e simétrica em um ambiente gasoso (oxidante) em repouso. Godsave (1953) reconhece dois mecanismos como determinantes na taxa de decréscimo do tamanho de uma gota em combustão de spray. O primeiro mecanismo é definido quando a temperatura da gota é praticamente a mesma do ambiente. Nesse caso o processo de vaporização é determinado pelo processo de difusão, sendo a pressão do líquido o parâmetro determinante. Já o segundo mecanismo ocorre quando a diferença de temperatura entre a gota de combustível e o ambiente é considerável. Nesse mecanismo, o vapor de combustível alimenta uma frente de chama formada a certa distância da gota e a taxa de vaporização é determinada pelo fluxo de calor transferido para a gota.

Godsave (1953) mostrou que, no processo de vaporização, o quadrado do diâmetro da gota decresce linearmente com o tempo, fenômeno denominado lei D^2 . Essa lei se deve ao fato de que, após um período transiente no qual o calor transferido do ambiente para a gota é usado no seu aquecimento e vaporização, o calor recebido pela gota passa a ser utilizado predominantemente na vaporização. Isso ocasiona uma taxa de vaporização constante e, por consequência, um decréscimo da área superficial da gota linear com o tempo.

Posteriormente, vários estudos experimentais e analíticos se sucederam na área de combustão de gotas e diversas estratégias de análise foram criadas. Sirignano e Edwards (2000) destacam seis modelos de vaporização de gotas em ordem de aumento de complexidade, são eles: modelo com gota de temperatura constante, modelo de condutividade líquida infinita, modelo de aquecimento transiente de gota esférica simétrica, modelo de condutividade térmica efetiva, modelo de aquecimento de gota com vorticidade.

Esses autores também comentam que os primeiros cinco modelos geralmente consideram fase gasosa quase estacionária, sendo que os primeiros três modelos podem ser utilizados para casos em que não há movimento relativo entre a gota e o ambiente gasoso, não considerando circulação interna na gota. Os demais modelos representam a

circulação interna, assim como consideram os efeitos da convecção.

Essa pesquisa utiliza os princípios da abordagem de aquecimento transiente de uma gota esférica e simétrica, sem considerar circulação interna, na avaliação da utilização de nanofluido combustível.

2.4. Nanofluidos

Choi (1995) utilizou o termo nanofluido para se referir a partículas metálicas com tamanho médio de 10 nanômetros suspensas em um fluido. Ainda, esse autor sugere que, essa classe de fluidos pode ser utilizada em processos industriais, aprimorando a transferência de calor devido a sua maior condutividade térmica.

Os nanofluidos são comumente utilizados com o objetivo de modificar as propriedades do fluido base como a condutividade térmica, a difusividade térmica, a viscosidade, entre outras (CHOI, 1995; ROSENSWEIG, 2002; WONG; De Leon, 2010). As alterações nas propriedades do fluido base ocorrem devido a elevada razão entre a área superficial e o volume das partículas de diâmetro inferior a 100 nanômetros (nanopartículas) dispersas no fluido.

Há um número crescente de estudos que visam a utilização de nanopartículas para aprimorar e controlar a transferência de calor. Isso pode ser atribuído a ampla aplicabilidade dessa tecnologia, como no setor industrial, automobilístico, em reatores nucleares, em eletrônicos, na medicina e no setor alimentício (WONG; De Leon, 2010).

No setor automobilístico existem inúmeras aplicações para os nanofluidos, desde óleos de motores, refrigerantes, fluidos de transmissão, até fluidos sintéticos de alta temperatura e transferência de calor aprimorada para radiadores. O uso de nanofluidos em refrigerantes permite uma maior eficiência de troca térmica e assim, possibilita sistemas de refrigeração mais compactos ou uma maior temperatura de operação de motores, possibilitando maior potência (WONG; De Leon, 2010).

No caso de lubrificação automotiva Zhang, Xue e Zhang (1997) relatam que nanopartículas dispersas em óleo lubrificante podem reduzir de forma significativa o desgaste e fricção. Etefaghi et al. (2013) por meio de nanotubos de carbono com paredes múltiplas adicionados em óleo lubrificante SAE 20 W50, constataram uma melhora na condutividade

térmica de 13,2%.

Referindo-se a aplicações de nanofluidos em combustíveis, Kao et al. (2008) verificou que ao aplicar nanopartículas de alumínio de 40-60 nm submersas em água através de um arco de plasma em combustível diesel, ocorre uma significativa reação de combustão de hidrogênio, juntamente com a combustão do diesel. Isso se deve a elevada atividade de síntese do hidrogênio a partir da água, graças a adição de nanopartículas. Dessa forma, a combustão de diesel com nanopartículas de alumínio em meio aquoso aumenta o calor de combustão total, enquanto que diminui a concentração de fumaça e concentração de óxido nitroso no escape de motor a diesel.

Tyagi et al. (2008) analisou de forma experimental a probabilidade de ignição de gotas de diesel contendo diferentes tamanhos (15 e 50 nm) e frações volumétricas de nanopartículas de alumínio e óxido de alumínio. Foi constatado que a probabilidade de ignição é significativamente maior para o combustível contendo nanopartículas em comparação com diesel puro. Basha e Anand (2011) constatou uma melhora substancial no desempenho e redução de poluentes nocivos ao investigar um único cilindro de ignição por compressão alimentado por emulsão água-diesel misturada com nanopartículas de alumínio. Também, nesse caso, constatou experimentalmente, por meio do teste da placa quente, uma redução considerável no tempo de evaporação.

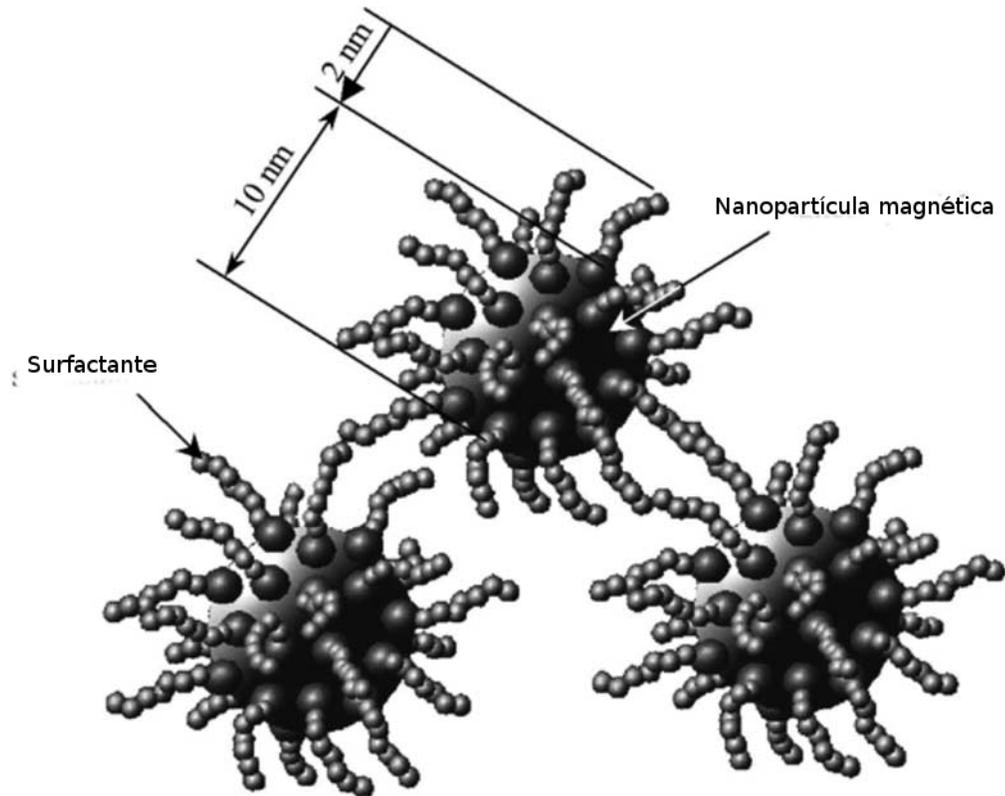
Dentre os nanofluidos há aqueles que reagem a um campo magnético, sendo esses denominados ferrofluidos. Na subseção a seguir será tratado o conceito de ferrofluido, bem como algumas de suas características e aplicações, em especial na área de combustão.

2.5. Ferrofluidos

Ferrofluido é uma suspensão de nanopartículas magnéticas, na qual o movimento Browniano é suficiente para evitar a sedimentação das mesmas pela ação da força da gravidade (CHANTRELL; POPPLEWELL; CHARLES, 1978). Essas nanopartículas geralmente são feitas a partir de magnetite (Fe_3O_4), possuindo diâmetro de aproximadamente 10 nm. Muitas dessas nanopartículas são revestidas por surfactantes (cerca de 2 a 3 nm de espessura) (ODENBACH, 2003). Surfactantes ou tensoativos são substâncias que tem a propensão de se adsorver em interfaces (ROSEN, 2004), ou seja, suas moléculas se

aderem a superfície das nanopartículas evitando assim, a aglomeração ocasionada por forças atrativas de Vander Waals. A Fig. (3) ilustra as nanopartículas magnéticas e o surfactante.

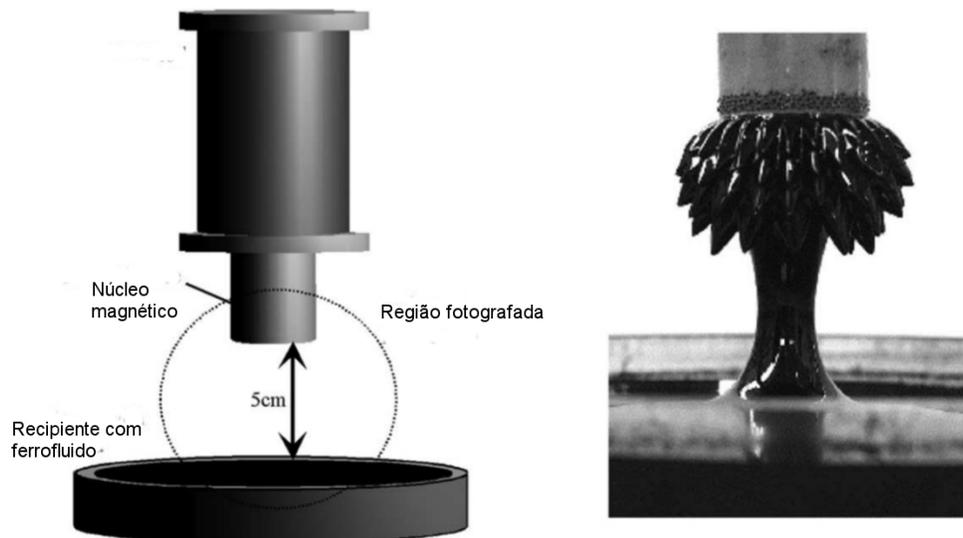
Figura 3 – Representação de nanopartículas magnéticas com a camada de surfactante.



Adaptado de Odenbach (2003).

Dentre as diversas aplicações de ferrofluidos há o controle de fluxo, a utilização na medicina, como no caso de combate à células cancerígenas, e no campo da combustão. O controle de fluxo está ligado as propriedades magnéticas do ferrofluido, sendo que devido a alta suscetibilidade magnética inicial eles são capazes de reagir até mesmo a forças inferiores a 50 mT. Assim pequenos ímãs permanentes ou eletroímãs são capazes de acioná-los, como ilustrado na a Fig. (4) (ODENBACH, 2003).

Figura 4 – Ferrofluido sob ação de força magnética produzida por um eletroímã.



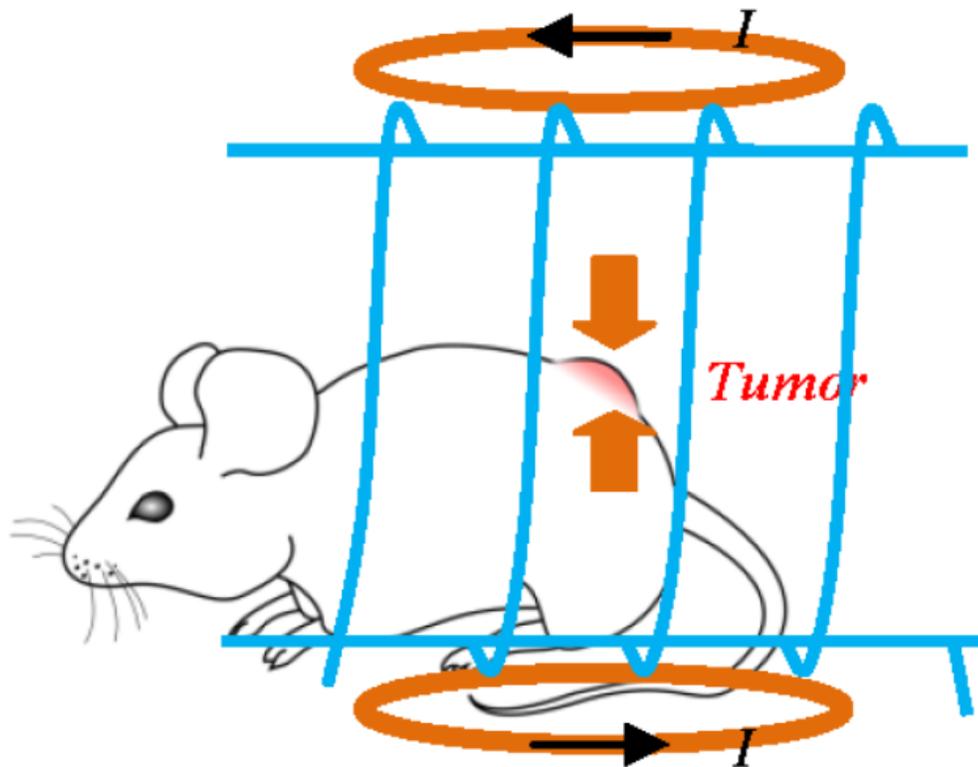
Adaptado de Odenbach (2003).

No campo da medicina é possível aproveitar as propriedades das nanopartículas de forma a facilitar o transporte intravenoso de medicamentos até o local de aplicação através do controle de fluxo ou afinidade das nanopartículas com as células afetadas. Também é possível fazer a separação magnética de células marcadas e ocasionar a incidência de radiação em células cancerígenas sem danificar as células saudáveis da redondeza (WONG; De Leon, 2010; PANKHURST et al., 2003).

No caso do tratamento de câncer, o ferrofluido sob um campo magnético alternado provoca um aumento de temperatura na zona de interesse, denominada hipertermia magnética ou aquecimento por relaxação magnética (ROSENSWEIG, 2002). Esse aumento de temperatura é suficiente para eliminar as células cancerígenas devido a sua menor resistência a variações bruscas de temperatura.

A Figura (5) ilustra a hipertermia magnética induzida experimentalmente, onde um rato é posto no interior de uma bobina expondo o tumor ao campo magnético alternado. Como resultado deste experimento Zhao et al. (2012) elevaram a temperatura no centro do tumor até 40 C° nos primeiros 5 a 10 minutos de aplicação do campo magnético, assim ocasionando destruição epitelial das células do tumor.

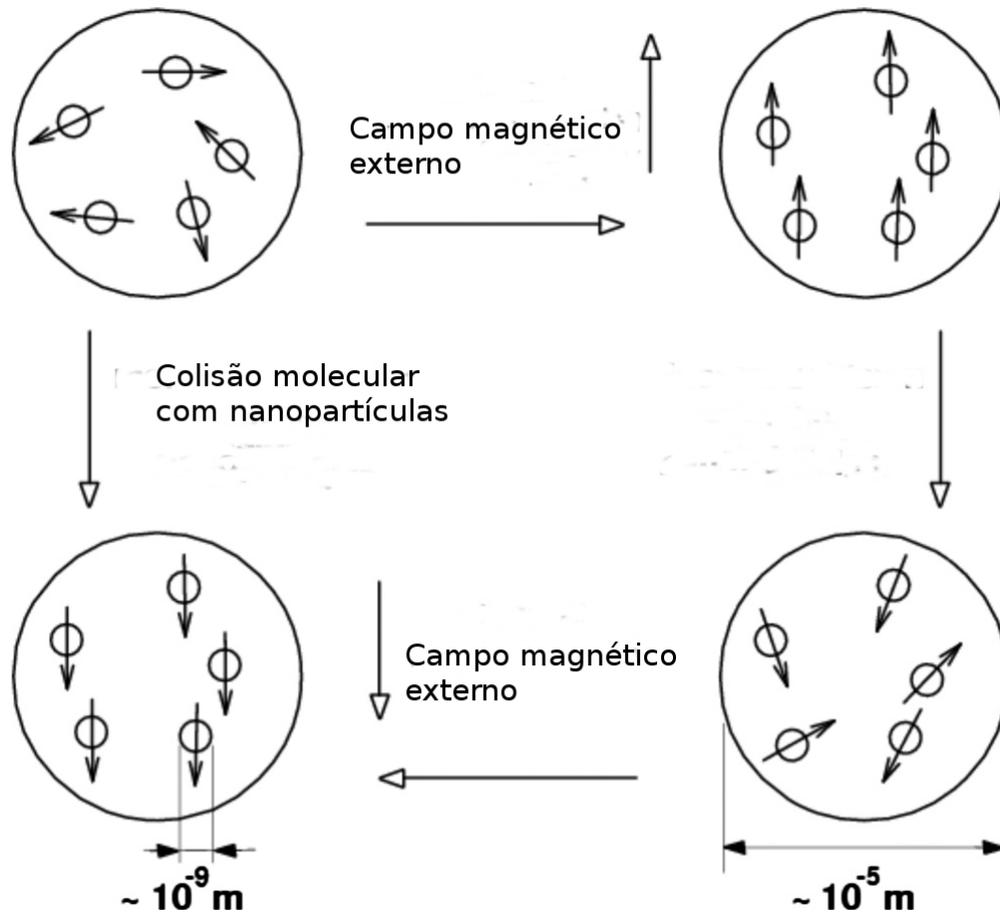
Figura 5 – Hipertermia magnética induzida experimentalmente.



Fonte: Zhao et al. (2012).

Uma aplicação interessante para o aquecimento magnético é sua utilização como forma de acelerar o processo de aquecimento de gotas, sugerido por Fachini e Bakuzis (2010). Nesse trabalho, os autores obtiveram soluções analíticas para o aquecimento da fase líquida de uma gota isolada em ambiente de alta temperatura sob a incidência de um campo magnético alternado, representando uma fonte de energia interna. A Fig. (6) ilustra o caso de aquecimento magnético durante um ciclo, onde os dipolos magnéticos das nanopartículas tendem a se alinhar com o campo magnético aplicado e, em seguida, se desalinhar. Esse movimento ocorre contra as forças moleculares, ocasionando geração de calor por dissipação viscosa.

Figura 6 – Representação esquemática do processo de aquecimento magnético aplicado a uma gota de ferrofluido.



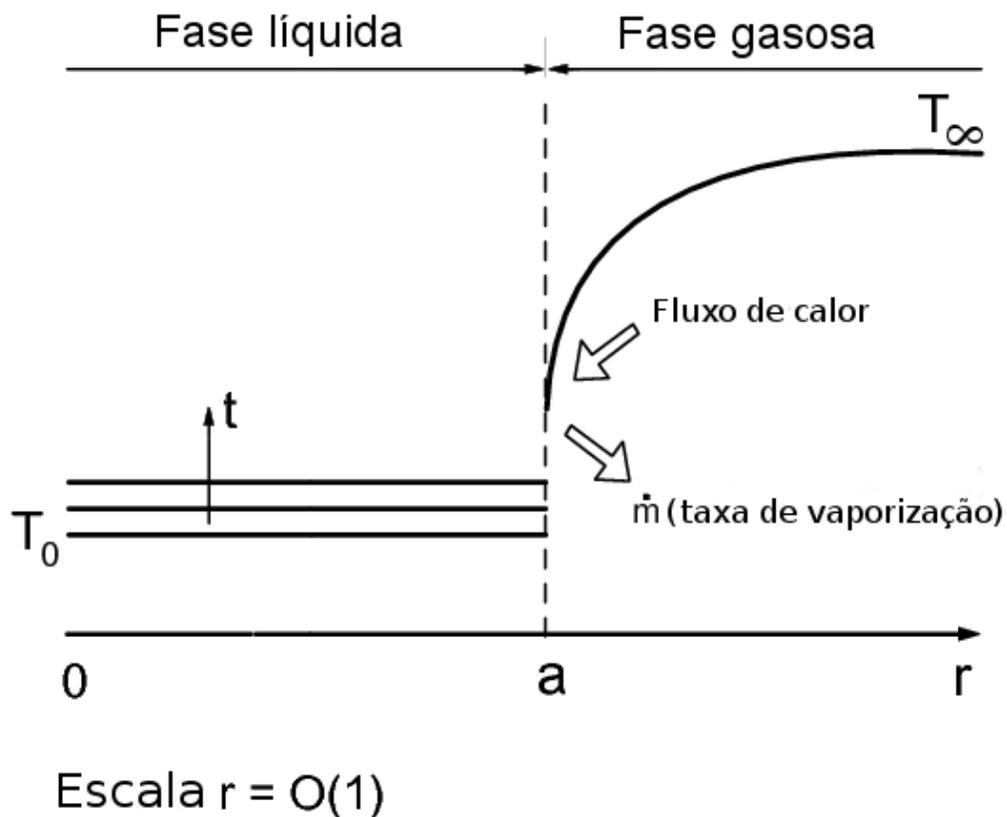
Adaptado de Fachini e Bakuzis (2010).

Dando sequência, Cristaldo e Fachini (2013a) acrescentaram o fluxo de calor do ambiente para a gota, avaliando o aquecimento e a vaporização sob diferentes condições de temperatura ambiente. Posteriormente a combustão foi adicionada ao modelo (CRISTALDO; FACHINI, 2013b). Em ambos os trabalhos a condição de ambiente quase estacionário e de baixa pressão foi considerada. A condição de aquecimento e vaporização em ambientes de alta pressão é analisada, mais tarde, por Cristaldo, Vargas e Fachini (2015).

Até o momento, nos trabalhos sobre aquecimento magnético em gotas, somente a condição de alta potência magnética foi considerada. Como resultado, o aquecimento magnético é dominante e a elevação da temperatura no interior da gota se dá tão rabi-

damente que a influência do fluxo de energia do ambiente para a gota não é perceptível. Assim, a temperatura no interior da gota cresce uniformemente devido ao aquecimento magnético, como ilustra a Fig. (7). A figura citada ilustra o perfil de temperatura da fase líquida e gasosa na coordenada espacial radial r .

Figura 7 – Representação esquemática do perfil de temperatura da fase líquida e gasosa na coordenada espacial r .



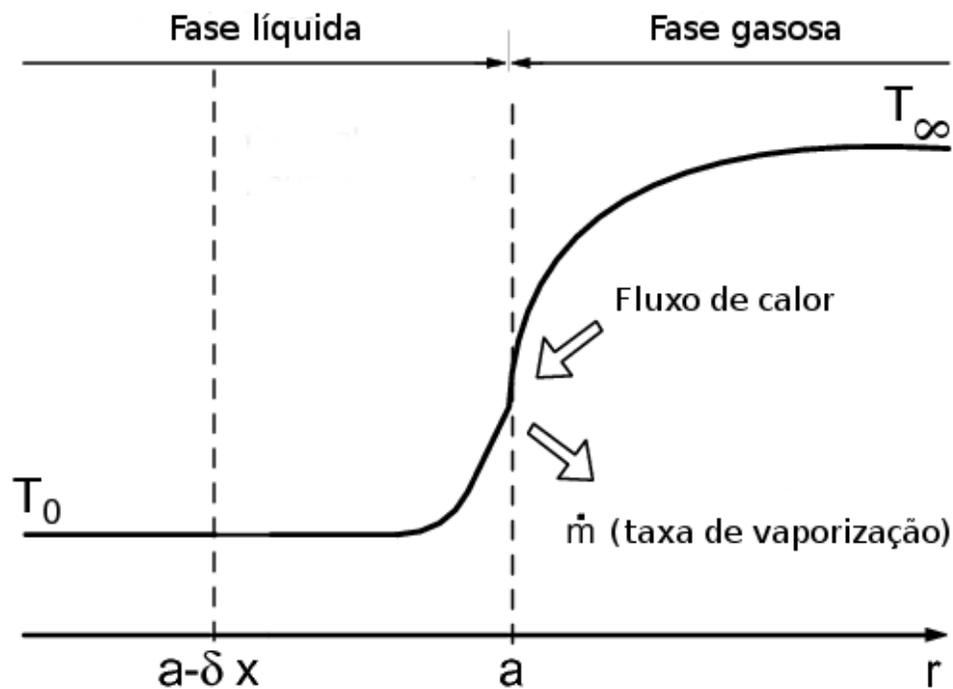
Adaptado de Cristaldo e Fachini (2013a).

Devido a alta potência magnética, considera-se o surgimento de uma camada limite térmica δ , a qual é função de um parâmetro magnético P_m . Esse parâmetro magnético representa a razão entre a potência magnética e a potência térmica, sendo apresentado nesse trabalho na seção (3.4.2), Eq. (21).

Conforme Cristaldo e Fachini (2013a), para alta potência magnética e portanto $P_m \gg 1$, a camada limite térmica δ é muito menor que a unidade. Dessa forma, para visualizar os efeitos do fluxo de calor do ambiente para a gota, na camada limite térmica, as

equações de conservação são apresentadas com as coordenadas espacial r e temporal t em nova escala, na ordem de magnitude da camada limite térmica, $r = O(\delta)$. A coordenada espacial na nova escala é tida como $r = a - \delta x$, na qual a é o raio da gota e $x = O(1)$ é a variável espacial que descreve o problema, como ilustrado na Fig. (8). Por consequência da nova escala espacial, as equações que antes descreviam o fenômeno físico em coordenadas esféricas passam a estar em coordenadas retangulares e por meio de uma análise assintótica essas equações são simplificadas quando $P_m \gg 1$.

Figura 8 – Representação esquemática do perfil de temperatura da fase líquida e gasosa na coordenada espacial r na escala da camada limite térmica.



Adaptado de Cristaldo e Fachini (2013a).

A condição de parâmetro magnético de ordem unitária, $P_m = O(1)$, ainda não foi avaliada, além do mais, a condição de alta potência magnética representa um obstáculo para a reprodução do problema em laboratório. Desse modo, um dos principais objetivos da presente pesquisa é obter resultados para casos de campo magnético de baixa potência, criando oportunidades para que no futuro os resultados sejam verificados experimentalmente.

Para melhor elucidar, a seguir a dissipação volumétrica de potência em ferrofluidos será abordada de forma sucinta.

2.6. Aquecimento por relaxação magnética

Rosensweig (2002) desenvolveu relações analíticas e computacionais para a dissipação de energia em ferrofluidos. Um fator crucial para o aquecimento magnético é a dissipação volumétrica de potência P , que representa a potência absorvida por volume através do movimento de orientação dos dipolos das nanopartículas com um campo magnético de amplitude H_0^* e frequência f^* .

Rosensweig (2002) a partir dos princípios da termodinâmica e magnetismo desenvolveu uma expressão para estimar a dissipação volumétrica de potência pelas nanopartículas sob a ação de um campo magnético alternado, Eq. (1). Essa expressão é função das propriedades do campo magnético, da sua amplitude H_0^* , frequência f^* e do tempo de relaxação efetivo t_e^* .

$$P = \mu_0^* \pi \chi_0 H_0^{*2} f^* \frac{2\pi f^* t_e^*}{1 + (2\pi f^* t_e^*)^2} \quad (1)$$

Na qual o sobrescrito (*) representa termos dimensionais, $\mu_0^* = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Tm/A}$ é a permeabilidade magnética e χ_0 é a suscetibilidade magnética descrita pela equação de Langevin:

$$\chi_0 = \chi_i \frac{3}{\zeta} \left(\coth \zeta - \frac{1}{\zeta} \right) \quad (2)$$

Em que a suscetibilidade inicial é dada por $\chi_i = \mu_0^* \phi M_d^{2*} V_N^* / (3\kappa^* T^*)$, ϕ é a fração de nanopartículas na gota, M_d^* o domínio de magnetização, V_N^* é o volume das nanopartículas e κ^* é a constante de Boltzmann ($\kappa^* = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$). Já o parâmetro de Langevin é definido como $\zeta = \mu_0^* M_d^{2*} H^* V_N^* / (\kappa^* T^*)$, sendo a amplitude do campo magnético dado por $H^* = H_0^* \cos(2\pi f^* t^*)$. Destaca-se que a suscetibilidade magnética é assumida constante, o que é válido graças a fração volumétrica de nanopartículas ser constante durante o tempo

de aquecimento (CRISTALDO; FACHINI, 2013a).

A potência dissipada por volume depende fortemente do tempo de relaxação efetivo t_e^* das nanopartículas. Esse tempo está ligado a dois mecanismos de geração de calor, devido a relaxação magnética Browniano e relaxação de Néel. O mecanismo de relaxação Browniano é responsável por desalinhar os dipolos das nanopartículas quando o campo magnético cessa e devido as colisões entre partículas é gerado calor por atrito. Já no mecanismo de relaxação de Néel, as nanopartículas não acompanham a rotação de seus dipolos no interior de suas respectivas estruturas cristalinas, resultando na liberação de calor. Assim, o tempo de relaxação efetivo é dado por:

$$\frac{1}{t_e^*} = \frac{1}{t_B^*(T^*)} + \frac{1}{t_N^*(T^*)} \quad (3)$$

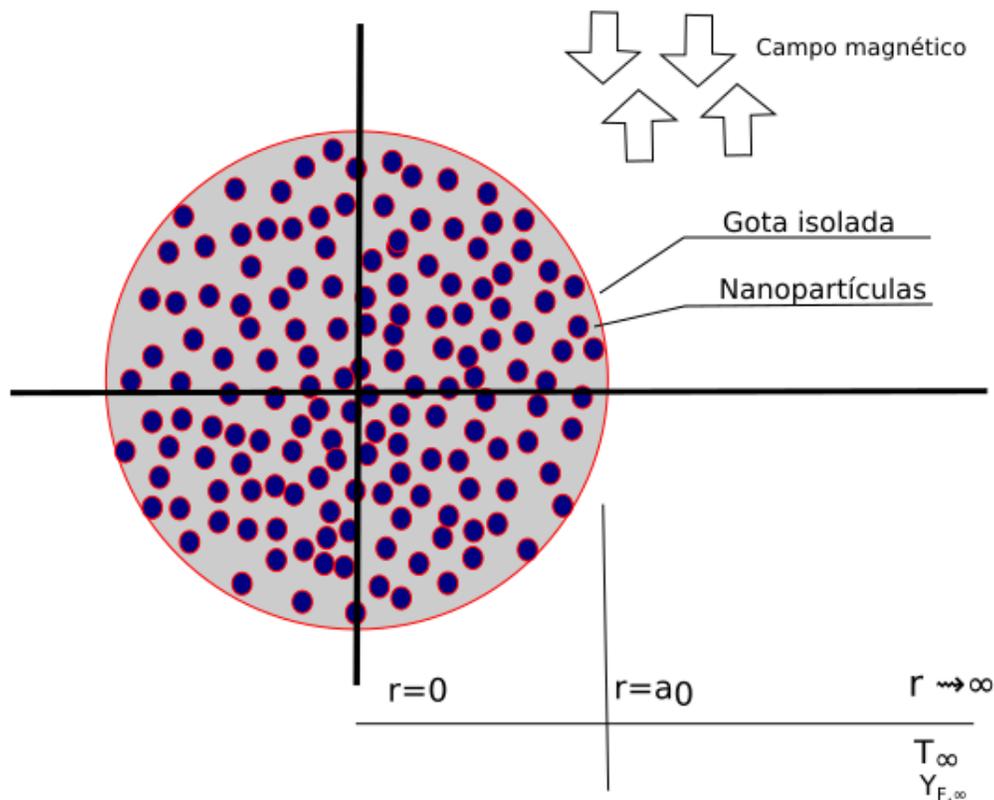
Vale elucidar que a geração de calor por meio do mecanismo de relaxação de Néel só é significativa para altas frequências magnéticas, as quais não são atingidas no caso proposto pelo autor. Assim o tempo de relaxação magnética efetivo é dado pelo tempo de relaxação Browniano, $t_e^* = t_B^*(T^*)$ (CRISTALDO; FACHINI, 2013a).

O tempo de relaxação Browniano é função da temperatura, sendo $t_B^*(T^*) = 3\eta V_H^*/(\kappa^* T^*)$. No qual η^* é a viscosidade do meio, V_H^* o volume hidrodinâmico da nanopartícula, e κ^* a constante de Boltzmann (ROSENSWEIG, 2002). Tendo como base as definições apresentadas, no próximo capítulo a metodologia usada na análise do aquecimento magnético de uma gota de ferrofluido será abordado.

3. METODOLOGIA

O problema de aquecimento e vaporização de uma gota líquida em ambiente quiescente possui simetria esférica, Fig. (9), na qual o raio é a única coordenada de interesse. Essa coordenada tem origem no centro da gota, sendo o raio inicial da gota identificado por a_0 . Na região afastada da gota ($r \rightarrow \infty$) tem-se a temperatura do ambiente T_∞ e a fração mássica de vapor de combustível $Y_{F,\infty}$ que a uma distância infinita da gota pode ser considerada nula.

Figura 9 – Ilustração esquemática do caso de análise.



Fisicamente, o calor é transferido do ambiente para a gota devido ao gradiente de temperatura entre as duas fases. A energia proveniente do ambiente somada com a energia produzida no interior da gota por dissipação viscosa, devido ao aquecimento magnético, são responsáveis pelo aquecimento e vaporização da gota. O vapor gerado na superfície da gota difunde-se para o ambiente, promovendo a diminuição de seu raio.

A metodologia de solução segue essencialmente os passos descritos por Cristaldo e Fachini (2013a), com a adaptação para manter a geometria esférica do problema físico. Assim, é possível estender o modelo existente para o caso de baixa potência magnética.

3.1. Hipóteses

A gota se encontra isolada em meio infinito de baixa pressão e alta temperatura, promovendo uma massa específica da fase gasosa relativamente inferior a da fase líquida. Assim, assume-se que o ambiente é quase estacionário e dessa forma o processo pode ser descrito como se a difusão ocorresse em regime permanente. Também, devido ao fato das altas temperaturas associadas a combustão resultarem em massa específica relativamente baixas, a aproximação da fase gasosa com o comportamento de gás ideal é utilizada (TURNS, 2013).

Admite-se uma mistura gasosa binária (vapor de combustível e gás ambiente), na qual a difusão de massa das espécies químicas ocorre de forma ordinária, ou seja, somente devido ao gradiente de concentração de massa. Dessa forma, a difusão de massa ocasionada pelos gradientes de temperatura (Soret) e de pressão são desprezados.

Por meio do entendimento dos processos moleculares e conceitos de cinética dos gases é possível compreender como os fenômenos macroscópicos se comportam, em especial a dependência dos coeficientes de difusão e condução com a temperatura. Para uma mistura binária (vapor combustível e gás ambiente), considerando gás ideal, o coeficiente de difusão multiplicado pela massa específica $\rho \mathcal{D}_{i,j}$, viscosidade $\mu_{i,j}$ e condutividade térmica $k_{i,j}$, podem ser considerados dependentes da temperatura de acordo com o fator $T^{\frac{1}{2}}$. Essa dependência pode até ser considerada constante em trabalhos onde a acuracidade quantitativa não seja o foco (CHUNG, 2006).

Já na fase líquida, embora a presença de nanopartículas resulte na mudança de suas propriedades, elas não são consideradas devido ao foco na análise dos efeitos do aquecimento magnético. Assim, é assumido que as propriedades como a massa específica da fase líquida ρ_l^* , a condutividade térmica do líquido k_l^* , o calor específico da fase líquida c_l^* e gasosa c_g^* são constantes.

3.2. Variáveis adimensionais

No presente trabalho tem-se como variáveis adimensionais o tempo, a coordenada radial, a temperatura, a massa específica do gás ou do líquido, a velocidade do gás ou do líquido, a fração mássica de combustível e o raio da gota, os quais são respectivamente:

$$t \equiv \frac{t^*}{t_c^*}, \quad r \equiv \frac{r^*}{a_0^*}, \quad \theta \equiv \frac{T^*}{T_b^*}, \quad \rho \equiv \frac{\rho^*}{\rho_{b_\infty}^*}, \quad v \equiv \frac{v^* a_0^*}{\alpha_{b_\infty}^*}, \quad Y_F \equiv Y_F^*, \quad a \equiv \frac{a^*}{a_0^*}. \quad (4)$$

Na qual o sobrescrito (*) expressa que a grandeza está em sua forma dimensional, o subscrito b se refere ao instante de ebulição, o subscrito b_∞ denomina as propriedades da região de gás oxidante na temperatura de ebulição (região afastada da gota). Já $a_0^* \equiv a^*(0)$ é o raio inicial da gota e $t_c^* \equiv \frac{\rho_{b_\infty}^* a_0^{*2}}{\rho_{b_\infty}^* \alpha_{b_\infty}^*}$ é uma estimativa para o tempo de vida da gota, no qual a difusividade $\alpha_{b_\infty}^* \equiv k_{b_\infty}^* / (\rho_{b_\infty}^* c_p^*)$.

Essa pesquisa considera a condutividade térmica e coeficiente de difusão de massa como uma função da temperatura, $k_g^*/k_{b_\infty}^* = \rho_g^* \mathcal{D}_F^* / \rho_{b_\infty}^* \mathcal{D}_{F\infty}^* = \theta^{\frac{1}{2}}$, que é normalmente empregada em modelos de combustão. O tempo de relaxação Browniano adimensional é definido como $t_B = t_B^* / t_{Bb}^* = 1/\theta$.

3.3. Equações de conservação em sua forma geral

Essa seção é destinada a apresentar as equações de conservação de massa, de energia e de espécies químicas utilizadas em coordenadas esféricas unidimensionais e, também, apresentar a sua forma adimensional. Essas equações podem ser obtidas por meio de balanços das propriedades extensivas requeridas em um volume de controle ou a partir do teorema de Reynolds. O teorema de Reynolds descreve a relação entre a variação de uma propriedade extensiva em um sistema com a sua variação em um volume de controle. Logo, a equação de conservação de massa dimensional é:

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \nabla \cdot (\rho^* \vec{V}^*) = 0 \quad (5)$$

Sendo o primeiro termo a taxa de variação de massa por unidade de volume e o segundo termo a vazão mássica líquida por unidade de volume.

A equação de conservação de energia em função da temperatura em sua forma dimensional é apresentada como:

$$\frac{\partial}{\partial t^*}(\rho^* c^* T^*) + \nabla \cdot (\rho^* c^* T^* \vec{V}^*) = \nabla \cdot (k^* \nabla T^*) + G^* \quad (6)$$

Na qual G^* é o termo referente a possíveis fontes e sumidouros de energia. E por fim, a equação de conservação para a espécie i é dada como:

$$\frac{\partial}{\partial t^*}(\rho_i^* Y_i^*) + \nabla \cdot (\rho_i^* Y_i^* \vec{V}^*) = \nabla \cdot (\rho_i^* \mathcal{D}_i^* \nabla Y_i^*) + \dot{m}_i^{*''' } \quad (7)$$

O termo $\dot{m}_i^{*''' }$ representa fontes ou sumidouros de espécies químicas.

3.3.1 Equação de conservação de massa adimensional

A equação de conservação de massa em coordenadas esféricas e unidimensional é dada por:

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r} (r^{*2} \rho^* v^*) = 0 \quad (8)$$

Aplicando as variáveis adimensionais expostas na subseção (4) a Eq. (8) se torna:

$$\epsilon \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho v)}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

Sendo $\epsilon = 1/\rho_l = \rho_{b\infty}^*/\rho_l^*$.

3.3.2 Equação de conservação de energia adimensional

A Eq. (6) para o problema de geometria esférica e simétrica pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t^*}(\rho^* c^* T^*) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r^*}(r^{*2} \rho^* c^* T^* v^*) = \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^{*2} k^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) + G^* \quad (10)$$

Substituindo as variáveis adimensionais apresentadas na subseção (4) na Eq. (10) e levando em consideração que o calor específico da fase líquida e gasosa (c) são considerados constantes, tem-se:

$$\frac{\rho_{b\infty}^*}{\rho_l^*} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho v \theta) = \frac{c_p^*}{c^*} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{k^*}{k_{b\infty}^*} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{t_c^*}{c^* \rho_l^* T_b^*} G^* \quad (11)$$

$$\text{Expõe-se que } \left[\frac{t_c^*}{c^* \rho_l^* T_b^*} \right] [G^*] = \frac{m^3}{W} \frac{W}{m^3}.$$

3.3.3 Equação de conservação das espécies químicas adimensional

A partir da Eq. (24), a equação dimensional em coordenadas esféricas e unidimensionais para a conservação de uma espécie químicas i é escrita como:

$$\frac{\partial(\rho^* Y_i^*)}{\partial t^*} + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r^*}(r^{*2} \rho^* Y_i^* v^*) = \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^{*2} \rho^* \mathcal{D}_i^* \frac{\partial Y_i^*}{\partial r^*} \right) + \dot{m}_F^{*'''} \quad (12)$$

Já a equação de conservação em sua forma adimensional é dada por:

$$\epsilon \frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2 \rho Y_i v) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{L_{eF}} \frac{\rho^* \mathcal{D}_i^*}{\rho_{b\infty}^* \mathcal{D}_{F\infty}^*} \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) + \epsilon \frac{t_c^*}{\rho_{b\infty}^*} \dot{m}_F^{*'''} \quad (13)$$

Na qual $\epsilon = \rho_{\infty}^*/\rho_l^*$ e $L_{eF} = \alpha_{b\infty}^*/\mathcal{D}_{F\infty}^*$ é o número de Lewis do combustível na temperatura de ebulição.

A partir das equações adimensionais apresentadas, sucede-se com a análise da fase líquida e gasosa do problema analisado.

3.4. Análise da fase líquida

Nesta seção descreve-se sucintamente a aplicação das equações de conservação de massa e energia para a fase líquida, exibindo as implicações de algumas das hipóteses do problema físico.

3.4.1 Conservação de massa aplica a fase líquida

Por meio da conservação de massa nas fases líquida e gasosa é possível obter a vazão mássica ou taxa de vaporização da gota. Permite-se com isso, estimar a variação do diâmetro da gota com o tempo, o qual, em problemas clássicos, decresce linearmente com o tempo (lei D^2) (TURNS, 2013).

A vazão mássica de combustível $-\dot{m}_F^*$ saindo do volume de controle é:

$$\frac{dm^*}{dt^*} = -\dot{m}_F^* \quad (14)$$

Sendo a massa da gota definida como $m = \rho_l^* \nabla^*$ e seu volume dado por $\nabla^* = \frac{4\pi(a^*)^3}{3}$, aplicando as variáveis adimensionais a Eq. (14) assume a forma:

$$\frac{d(\rho_l a^3)}{dt} = -\frac{3t_c^*}{4\pi\rho_{b\infty}^* a_0^{*3}} \dot{m}_F^* \quad (15)$$

Admitindo que a variação de ρ_l com o tempo seja desprezível, a variação do raio da

gota com o tempo pode ser apresentado da forma

$$\frac{da^3}{dt} = -3\lambda \quad (16)$$

ou

$$\frac{da^2}{dt} = -2\frac{\lambda}{a} = -2\beta. \quad (17)$$

Onde $\lambda(t) \equiv \dot{m}^* c_p^* / (4\pi k_{b\infty}^* a_0^*)$ é a taxa de vaporização adimensional, enquanto \dot{m}^* é a taxa de vaporização dimensional.

3.4.2 Conservação de energia aplicada a fase líquida

No presente caso de análise, considera-se a dissipação viscosa de energia promovida pelas nanopartículas magnéticas na presença de um campo magnético alternado como sendo a única fonte de energia, $G_l^* = P^*$ (Eq. 1). Dessa forma, a Eq. (11) aplicada a fase líquida pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_l \theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_l v_l \theta) = \frac{c_p^*}{c_l^*} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{k_l^*}{k_{b\infty}^*} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{t_c^*}{c_l^* \rho_l^* T_b^*} P^* \quad (18)$$

Como apresentado na seção 3.1, as propriedades da fase líquida (ρ_l , c_l e k_l) são consideradas constantes. Também, admite-se que não há convecção no interior da gota, o que implica em $\nabla \cdot (\rho_l^* c_l^* T^* \vec{V}^*) = 0$. Assim, a Eq. (18) para o problema de geometria esférica e simétrica pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{c_p^*}{c_l^*} \frac{k_l^*}{k_{b\infty}^*} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{t_c^*}{c_l^* \rho_l^* T_b^*} P^* \quad (19)$$

A equação de energia para a fase líquida acrescida do termo fonte, Eq. (1), é dada

por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{A}{r^2} \frac{\partial \theta}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) = P_m \frac{f^2 t_e(\theta)}{[f t_e(\theta)]^2 + 1}, \quad (20)$$

Na qual $A \equiv c_p^* k_l^* / c_l^* k_{b\infty}^*$, $f = 2\pi f^* t_{eb}^*$ é a frequência adimensional e segundo Rosensweig (2002) $t_e(\theta) \equiv t_e^* / t_{eb}^* = 1/\theta$ é o tempo de relaxação adimensional em função da temperatura.

Já P_m representa o parâmetro magnético definido como:

$$P_m = \frac{\mu_0^* \chi_0^* H_0^{*2} / 2}{\rho_l^* c_l T_b^*} \frac{t_c^*}{t_{eb}^*} \quad (21)$$

Destaca-se que nesta pesquisa a magnitude de potência do campo magnético será alterada por meio do P_m .

3.5. Análise da fase gasosa

Nessa seção é apresentado uma descrição sucinta da modelagem matemática da fase gasosa. As equações de conservação de energia, massa e espécies químicas são aplicadas ao gás ambiente, sendo demonstrado a implicação de algumas das hipóteses no problema.

3.5.1 Conservação de massa aplicada a fase gasosa

Aplicando a equação de conservação de massa total em sua forma adimensional e em coordenadas esféricas (Eq. 9) para a fase gasosa, tem-se:

$$\epsilon \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g v_g) = 0 \quad (22)$$

Notando que para ambiente de baixa pressão $\epsilon \equiv \frac{\rho_{b\infty}^*}{\rho_l^*} \ll 1$ o termo de variação temporal é desprezado. Assim, ao integrar a equação anterior define-se a taxa de vaporização

adimensional $\lambda(t)$ como:

$$r^2 \rho_g v_g = \lambda(t) \quad (23)$$

3.5.2 Conservação de espécies químicas aplicada a fase gasosa

A Eq. (13) aplicada para a espécie de combustível F gasoso se torna:

$$\epsilon \frac{\partial(\rho_g Y_F)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g Y_F v_g) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{L_{eF}} \frac{\rho_g^* \mathcal{D}_F^*}{\rho_{b\infty}^* \mathcal{D}_{F\infty}^*} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) + \epsilon \frac{t_c^*}{\rho_{b\infty}^*} \dot{m}_F''' \quad (24)$$

Devido ao ambiente quase estacionário ($\epsilon \ll 1$) o primeiro termo da equação anterior pode ser desconsiderado e não havendo reação química ou outras fontes de massa, $\dot{m}_F''' = 0$, o último termo é nulo. Substituindo $r^2 \rho_g v_g$ pela taxa de vaporização adimensional $\lambda(t)$ (Eq. (23)) e assumindo que $(\rho_g^* \mathcal{D}_F^*) / (\rho_{b\infty}^* \mathcal{D}_{F\infty}^*) = \theta^{\frac{1}{2}}$, a equação anterior é reescrita como:

$$\frac{\lambda(t)}{r^2} \frac{\partial Y_F}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2 \theta^{\frac{1}{2}}}{L_{eF}} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) \quad (25)$$

3.5.3 Conservação de energia aplicada a fase gasosa

A Eq. (11), que descreve a conservação de energia, quando aplicada à fase gasosa se torna:

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g \theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g v_g \theta) = \frac{c_p^*}{c_p^*} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{k_g^*}{k_{b\infty}^*} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + \frac{t_c^*}{c_g^* \rho_t^* T_b^*} G_g^* \quad (26)$$

Devido ao ambiente quase estacionário ($\epsilon \ll 1$), não haver fontes de energia na

fase gasosa ($G_g^* = 0$), substituindo a taxa de vaporização $\lambda(t) = r^2 \rho_g v_g$ e considerando a variação da condutividade térmica do ambiente $k_g^*/k_{b\infty}^* = \theta^{\frac{1}{2}}$, a Eq. (26) assume a forma de:

$$\frac{\lambda(t)}{r^2} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \theta^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \quad (27)$$

3.6. Condições de contorno

No centro da gota ($r=0$) tem-se como condição de contorno o gradiente nulo de temperatura:

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (28)$$

Já na região afastada da gota ($r \rightarrow \infty$), tem-se a condição de temperatura constante $\theta(r \rightarrow \infty) = \theta_\infty$ e fração mássica de combustível nula $Y_F(r \rightarrow \infty) = 0$.

Como condição de contorno na superfície da gota, considera-se que os fluxos de energia e fração mássica de espécie de combustível entre o ambiente e a gota se mantêm, como expõe-se a seguir.

3.6.1 Condição de fluxo de espécie na superfície

Integra-se a equação de conservação de espécie na superfície da gota, do lado do líquido a^- até o lado do gás a^+ , como segue:

$$\lambda(t) \int_{a^-}^{a^+} \frac{\partial Y_F}{\partial r} dr = \int_{a^-}^{a^+} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2}{L_{eF}} \frac{\rho^* \mathcal{D}_F^*}{\rho_{b\infty}^* \mathcal{D}_{F\infty}^*} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) dr \quad (29)$$

Sabendo que, quando $r \rightarrow a^-$ tem-se combustível líquido e portanto sua fração mássica $Y_F = 1$. Quando $r \rightarrow a^+$ tem-se a fração mássica de combustível na superfície $Y_{F_s}(t)$. Assim, da integração da Eq. (29) obtém-se que a fração mássica de combustível

que atravessa a interface líquido gás é proporcional a fração de combustível vaporizada, como mostra a Eq. (30).

$$\lambda(t)(Y_{Fs} - 1) = \left[\frac{a^2 \theta^{\frac{1}{2}}}{L_{eF}} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right] \Big|_{a^+} \quad (30)$$

Onde a fração de massa do combustível na superfície da gota é descrita pela equação de Clausius-Clapeyron, da forma:

$$Y_{Fs}(t) = \exp [\gamma(1 - \theta_b/\theta_s)] \quad (31)$$

Na qual, $\gamma \equiv L^* M_w^*/(R_g^* T_b^*)$, sendo M_w^* a massa molecular do líquido e R_g^* a constante universal dos gases.

3.6.2 Condição de fluxo de energia

De forma semelhante a apresentada anteriormente, integra-se a equação da conservação de energia em função da entalpia na superfície da gota, do lado do líquido a^- até o lado do gás a^+ . Assim sendo,

$$\lambda \int_{a^-}^{a^+} \frac{\partial h}{\partial r} dr = \int_{a^-}^{a^+} \frac{c_p^*}{c^*} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{k^*}{k_{b\infty}^*} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) dr \quad (32)$$

e prosseguindo tem-se:

$$\lambda(h_{a^+} - h_{a^-}) = a^2 \frac{k_g^*}{k_{b\infty}^*} \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^+} - \frac{c_p^*}{c_l^*} \frac{k_l^*}{k_{b\infty}^*} a^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} \quad (33)$$

Como $k_g^*/k_{b\infty}^* = \theta^{\frac{1}{2}}$, $(c_p^* k_l^*)/(c_l^* k_{b\infty}^*) = A$ e $(h_{a^+} - h_{a^-})$ é o calor latente de vaporização

adimensional $L = L^*/(c_p^*T_b^*)$, a equação anterior é reescrita como:

$$\lambda L = a^2 \theta^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^+} - A a^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} \quad (34)$$

Essa condição de contorno sugere que a energia usada na vaporização da gota é a diferença entre a energia proveniente do ambiente e a energia usada em seu aquecimento.

3.7. Solução

Integrando a equação de conservação da espécie de combustível aplicada a fase gasosa (Eq. (25)), tem-se

$$\lambda(t) Y_F = \left(\frac{r^2 \theta^{\frac{1}{2}}}{Le_F} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) + c. \quad (35)$$

Para encontrar a constante c aplica-se a condição de contorno em $r = a^+$ (Eq. (30)), da forma

$$\lambda(t) Y_{F_s} = \frac{a^2}{Le_F} \left(\frac{\theta^{\frac{1}{2}} \partial Y_F}{\partial r} \right) \Big|_{a^+} + c \quad (36)$$

e assim, tem-se

$$c = \lambda(t) Y_{F_s} + \lambda(t) (-Y_{F_s} + 1) = \lambda(t). \quad (37)$$

Portanto, a Eq. (35) é escrita como

$$\frac{\partial Y_F}{\partial r} = \frac{Le_F \lambda(t) (Y_F - 1)}{r^2 \theta^{\frac{1}{2}}} \quad (38)$$

De forma semelhante, a equação de conservação de energia aplicada a fase gasosa (Eq. 27) possui integral indefinida dada por:

$$\lambda(t)\theta = \left(r^2 \theta^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + c \quad (39)$$

A constante c é encontrada por meio da condição de contorno em $r = a^+$ (Eq. (34)), assim segue que

$$\lambda(t)\theta_s = a^2 \left(\theta^{\frac{1}{2}} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \Big|_{a^+} + c \quad (40)$$

e então:

$$c = - Aa^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} + \lambda(t)(-L + \theta_s) \quad (41)$$

Sendo $Aa^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} = Q^-$, a Eq. (39) é escrita como:

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\lambda(t)(\theta + L - \theta_s) + Q^-}{r^2 \theta^{\frac{1}{2}}} \quad (42)$$

As Eqs. (38) e (42) descrevem a variação da fração mássica de combustível e da temperatura na fase gasosa. Essas equações, juntamente com a equação de conservação de energia para a fase líquida, serão integradas numericamente como relatado a seguir.

3.7.1 Solução numérica

Inicialmente, é estabelecido a condição inicial de distribuição da temperatura na fase líquida ($\theta_i^0 = \theta_{ini}$), bem como a temperatura e a taxa de vaporização na superfície da gota (θ_s e λ_s). A aproximação numérica para a equação de conservação de energia em

função da temperatura, Eq. (43), é integrada do centro da gota ($r=0$) até a superfície ($r=a$).

$$\frac{\theta_i^{j+1} - \theta_i^j}{\Delta t} - \frac{A}{(r_i^{j+1})^2} \frac{[r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r}]_{i+1/2}^{j+1} - [r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r}]_{i-1/2}^{j+1}}{\Delta r} = P_m \frac{f^2(1/\theta_i^{j+1})}{[f(1/\theta_i^{j+1})]^2 + 1} \quad (43)$$

$$\text{Na qual } [r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r}]_{i+1/2}^{j+1} = \left(\frac{r_{i+1}^{j+1} + r_i^{j+1}}{2} \right)^2 \frac{\theta_{i+1}^{j+1} - \theta_i^{j+1}}{\Delta r} \text{ e } [r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r}]_{i-1/2}^{j+1} = \left(\frac{r_i^{j+1} + r_{i-1}^{j+1}}{2} \right)^2 \frac{\theta_i^{j+1} - \theta_{i-1}^{j+1}}{\Delta r}$$

A equação anterior gera um sistema de equações que possui como incógnitas θ_{i+1}^{j+1} , θ_i^{j+1} e θ_{i-1}^{j+1} , as quais dependem da distribuição de temperatura no instante anterior θ_i^j e das condições de contorno na superfície e no centro da gota. Esse sistema é solucionado implicitamente pelo método de Gauss-Seidel.

Dando sequência, após a integração da fase líquida faz-se uma estimativa do fluxo de calor Q^- , conforme:

$$Q^- = Aa^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=a^-} = A.(a^{j+1})^2 \frac{\theta_n^{j+1} - \theta_{n-1}^{j+1}}{\Delta x} \quad (44)$$

Na qual n indica a posição na superfície.

Tendo fluxo Q^- e os valores arbitrados para temperatura na superfície θ_s e taxa de vaporização λ , as Eqs. (45) e (46) são integradas pelo método do *shooting*, da superfície da gota ($r = a$) até a região afastada. Caso as condições de contorno em $r \rightarrow \infty$ não sejam satisfeitas, esse método retorna novas aproximações para θ_s e λ . Esse processo ocorre repetidas vezes até que as condições de contorno ao longe sejam satisfeitas.

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_i^{i+1} = \frac{\lambda(t)(\theta_i + L - \theta_s) + Q^-}{r_i^2 \theta_i^{1/2}} \quad (45)$$

$$\frac{\partial Y_F}{\partial r} \Big|_i^{i+1} = \frac{Le_F \lambda(t)(Y_{Fi} - 1)}{r_i^2 \theta_i^{1/2}} \quad (46)$$

Dando sequência, a variação do raio é calculada de acordo com a Eq. (16). Havendo

uma redução do domínio espacial, para prosseguir com a solução no próximo instante de tempo é necessário conhecer a temperatura atual na nova localização dos pontos da malha. Para tanto, faz-se uma interpolação linear da temperatura atual com a localização dos pontos na nova malha.

Os passos apresentados anteriormente são efetuados até o instante em que o ponto de ebulição no interior da gota seja atingido, ou até que o raio atinja o valor de 10 % do raio inicial da gota. Pois, após atingir a temperatura de ebulição a física não é contemplada pelo presente modelo, sabendo que a gota passa a estar sujeita a formação de bolhas internas e possivelmente ocorra sua ruptura.

4. RESULTADOS

Os resultados obtidos são referentes a uma gota de combustível de n-heptano com nanopartículas de magnetite (Fe_2O_3) a uma fração volumétrica $\phi = 0,07$. No instante inicial a gota se encontra com um raio $a_0^* = 70 \mu\text{m}$, a uma temperatura $\theta(0) = 0,8$ (corresponde a 297 K). O ambiente em que a gota está inserida possui elevada temperatura, $\theta_\infty = 6$ (equivale a 2226 K). Já o número de Lewis do combustível é considerado unitário e a seguir, as propriedades do n-heptano (fase líquida) e do ar (fase gasosa), como também, as propriedades das nanopartículas e do campo magnético são apresentadas nas Tabs. (1) e (2).

Tabela 1 – Propriedades constantes, da fase líquida e gasosa.

Fase líquida		Fase gasosa	
ρ_l^*	680640 g/m^3	$\rho_{b_\infty}^*$	1100 g/m^3
c_l^*	2,2359 $J/(g.K)$	c_p^*	1 $J/(g.K)$
k_l^*	316,76 $J/(m.s.K)$	$k_{b_\infty}^*$	0,025 $J/(m.s.K)$
T_b^*	371 K	T_∞^*	2226 K
L^*	329,57 J/g		

Tabela 2 – Propriedades das nanopartículas e do campo magnético.

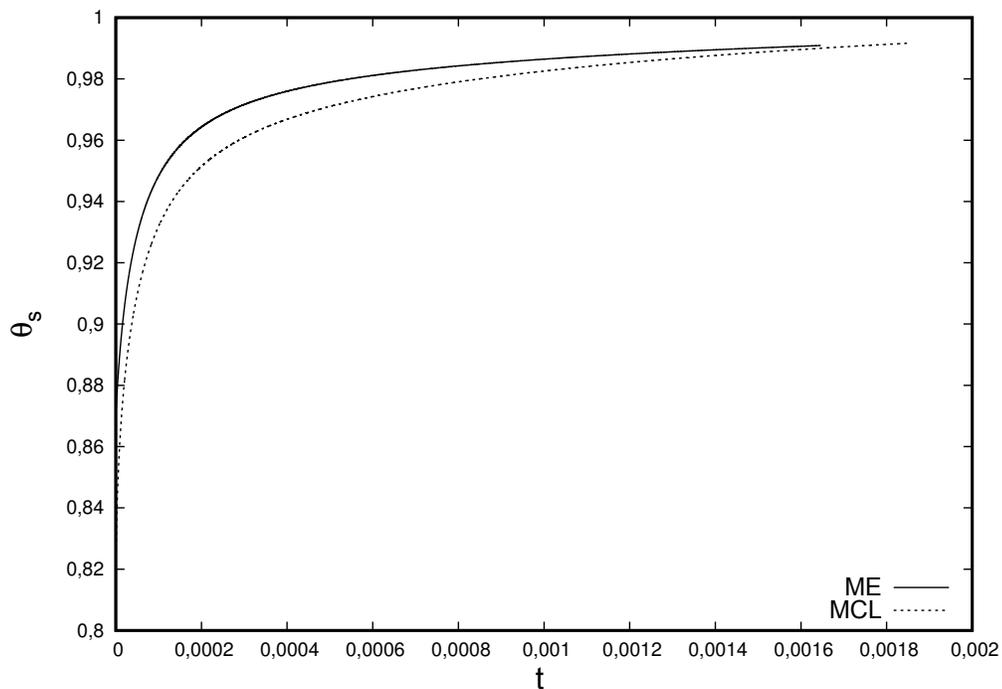
Nanopartículas		Campo magnético	
r_N	$10^{-9} m$	Md	425000 A/m
ϕ	0,07		

Inicialmente, faz-se a comparação dos resultados obtidos no presente modelo matemático com os resultados provenientes do modelo de camada limite térmica de Cristaldo e Fachini (2013a). Posteriormente, verifica-se a influência do campo magnético no aquecimento e vaporização da gota de ferrofluido. Para tanto, fixa-se a frequência do campo magnético enquanto estuda-se os efeitos da variação do parâmetro magnético P_m . Em seguida, o problema é analisado para o caso de diferentes frequências de campo magnético.

4.1. Comparação do presente modelo com o modelo de camada limite térmica

Afim de facilitar a exposição dos resultados, nomeia-se o presente modelo como Modelo Esférico (ME) e o modelo apresentado por Cristaldo e Fachini (2013a) como Modelo de Camada Limite Térmica (MCL). Os resultados expostos nessa seção são obtidos para o caso de $P_m = 100$ e frequência magnética $f = 5$. A variação da temperatura na superfície da gota com o tempo para os dois modelos é apresentada na Fig. (10).

Figura 10 – Temperatura da superfície da gota em função do tempo.



Percebe-se na Fig. (10) que a temperatura na superfície da gota (θ_s) é inferior no modelo MCL quando comparada a do modelo ME. Isso pode ser explicado devido ao modelo MCL ser válido para casos onde o parâmetro magnético é muito maior que a unidade ($P_m \gg 1$).

Destaca-se que o modelo MCL tem o tempo e o espaço na escala da camada limite térmica δ , formada quando $P_m \gg 1$. Assim, além das equações que estavam em coordenadas esféricas na escala real passarem para coordenadas retangulares na nova escala, uma análise assintótica é feita por Cristaldo e Fachini (2013a). Devido a isso, o

efeito da convecção gerada pela variação do raio nos casos de $P_m \gg 1$ é desprezado e assim, o problema é simplificado. Dessa forma, justifica-se que as diferenças entre os resultados obtidos com os dois modelos, no presente caso de análise, se devem a consideração de $P_m \gg 1$ adotada pelo modelo MCL.

Em concordância com uma maior temperatura na superfície da gota, espera-se que a taxa de vaporização no modelo ME também seja superior a apresentada no modelo MCL, fato que pode ser visto na Fig. (11). Uma maior taxa de vaporização proporciona um maior decréscimo do raio com o tempo, Fig. (12).

Figura 11 – Taxa de vaporização em função do tempo.

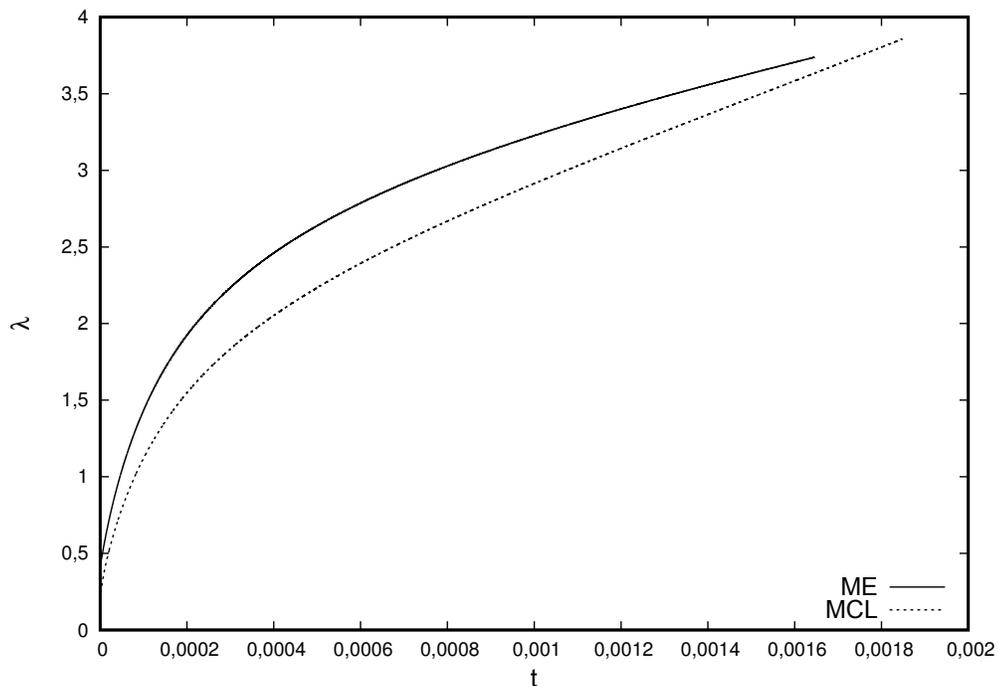
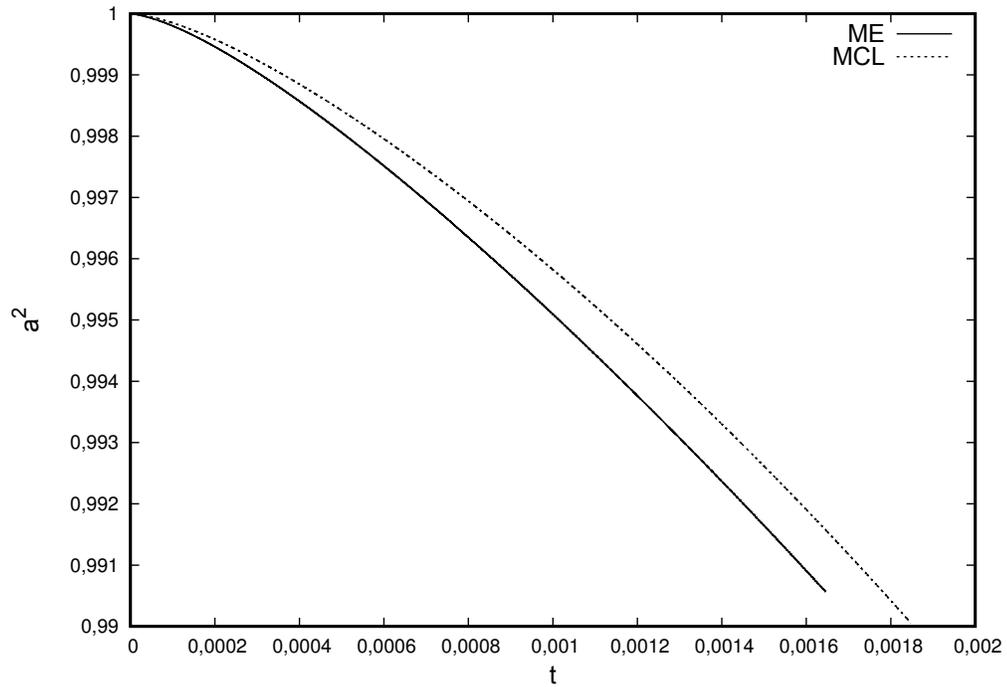
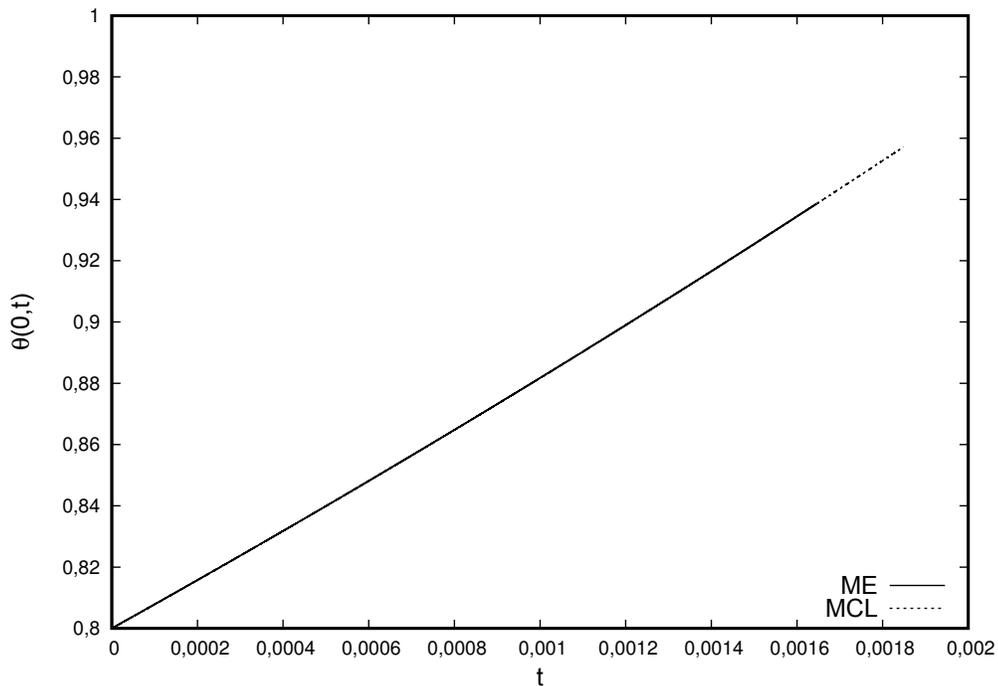


Figura 12 – Variação do raio ao quadrado com o tempo.



Comprova-se também que o aquecimento é rápido o suficiente a ponto de apresentar pouca variação do raio até que o ponto de ebulição seja atingido, ao passo que na Fig. (13) percebe-se que a variação da temperatura no centro da gota é a mesma em ambos modelos. Dessa forma, o efeito da perda da geometria esférica da gota no modelo MCL é mais influente em sua superfície.

Figura 13 – Variação de temperatura no centro da gota com o tempo.



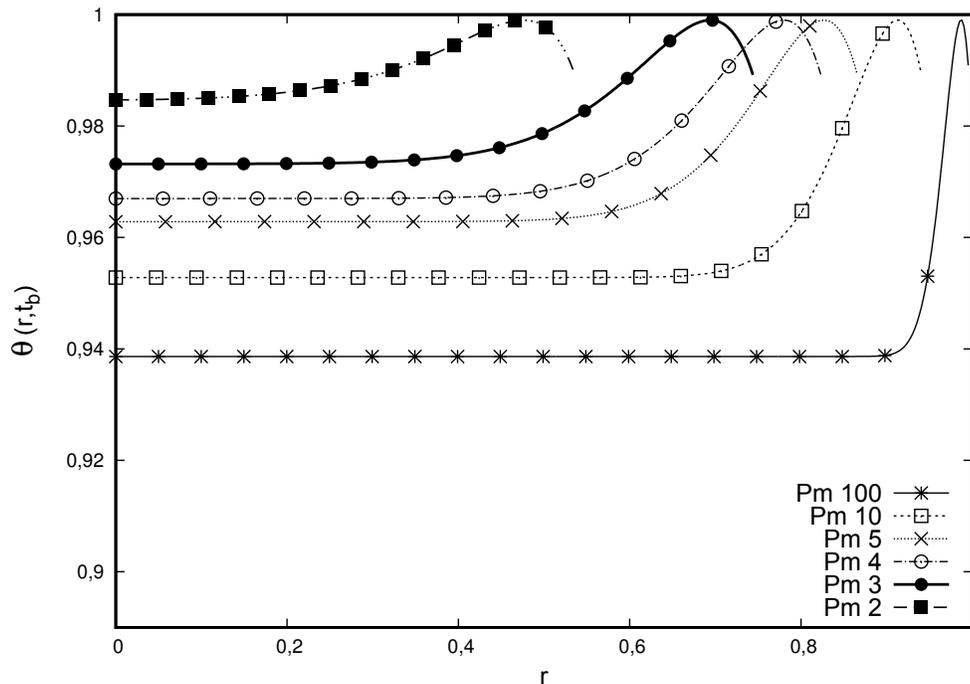
É válido comentar que ao adotar o modelo ME, escala real, há a necessidade de utilizar uma malha de pontos mais refinada na integração numérica, como também é necessário um avanço no tempo mais lento a fim de abranger o fenômeno analisado. Desse modo, para P_m muito superiores aos aqui estudados o custo computacional do modelo ME pode se tornar um empecilho. Por fim, acredita-se que para campos magnéticos de maior potência que o analisado ($P_m > 100$) haverá uma maior concordância entre os resultados.

4.2. Influência do parâmetro magnético P_m

A influência do parâmetro magnético P_m no aquecimento e vaporização da gota é analisado para a frequência magnética $f = 5$. A Figura (14) apresenta o perfil de temperatura no interior da gota no momento em que ocorre a ebulição para os casos de P_m variando de 2 a 100. Percebe-se que com o aumento do P_m o principal mecanismo de aquecimento da gota é a energia proveniente do campo magnético, provocando um aumento uniforme da temperatura com o tempo no interior da gota (Fig. (15)), exceto em uma região próxima a superfície da gota (r próximo de a). Assim, constata-se a formação

da camada limite térmica para $P_m \gg 1$, como apresentado em trabalhos anteriores.

Figura 14 – Perfil de temperatura no interior da gota no momento em que ocorre a ebulição.



Ainda analisando a Fig. (14), tem-se que para $P_m > 2$ o ponto de ebulição é atingido no interior da gota. Essa situação é fruto do rápido aquecimento do interior da gota devido a presença da fonte magnética. Outro fato a se notar é a queda da temperatura na superfície da gota em relação ao seu interior. Esse fenômeno é ocasionado pela absorção de energia na mudança de fase líquido-gás, intensificado por altas taxas de vaporização.

A medida que o parâmetro magnético diminui, a contribuição da fonte de energia magnética no aquecimento da gota decresce. Isso pode ser visualizado nas Figs. (15) e (16), nas quais é exposto a variação do perfil de temperatura com o tempo para o caso de $P_m = 2$ e $P_m = 100$. Vê-se que o tempo necessário para elevar a temperatura da gota até o ponto de ebulição é superior no caso de $P_m = 2$. Esse tempo de aquecimento mais elevado permite que o calor proveniente do ambiente somado com o calor gerado por dissipação viscosa aqueçam o interior da gota, promovendo uma maior temperatura no centro da gota no instante t_b . Além do mais, passa a haver tempo suficiente para que a vaporização cause uma variação significativa do raio da gota.

Figura 15 – Evolução do perfil de temperatura da gota para o caso de $P_m = 100$.

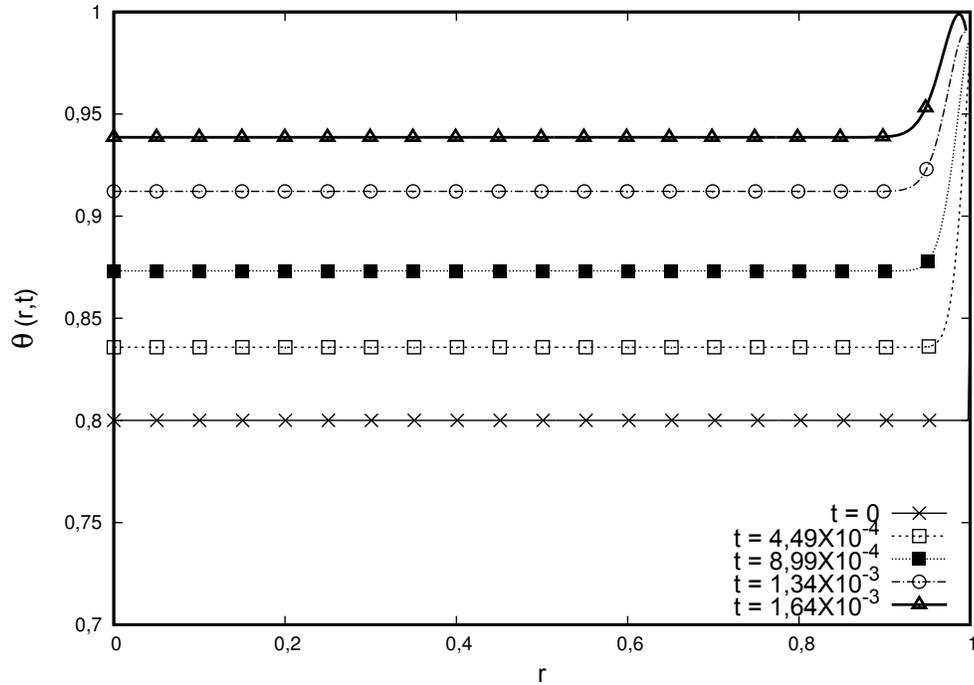
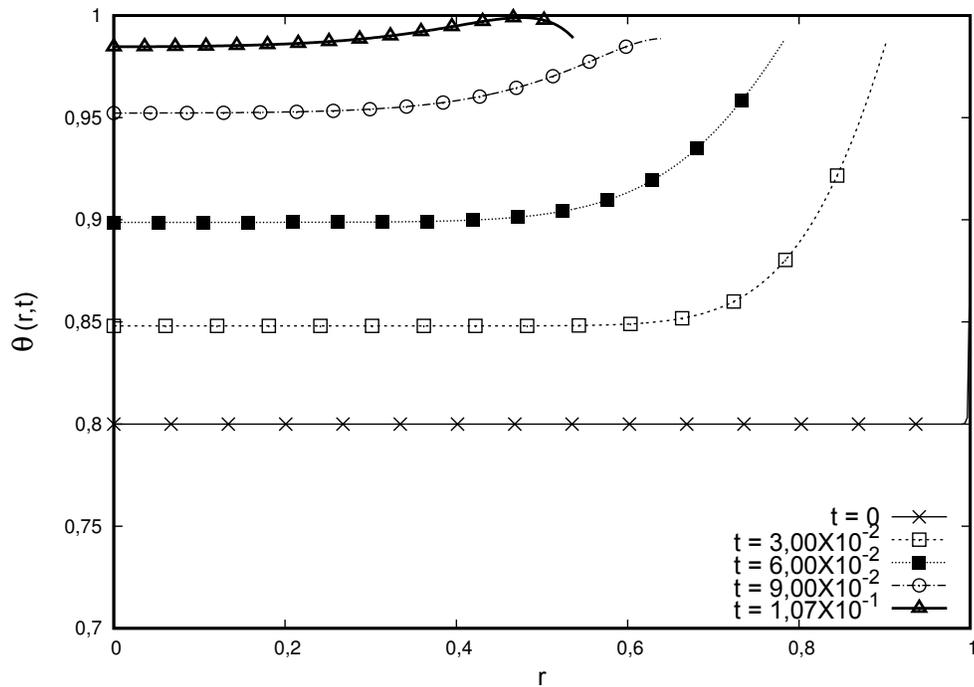
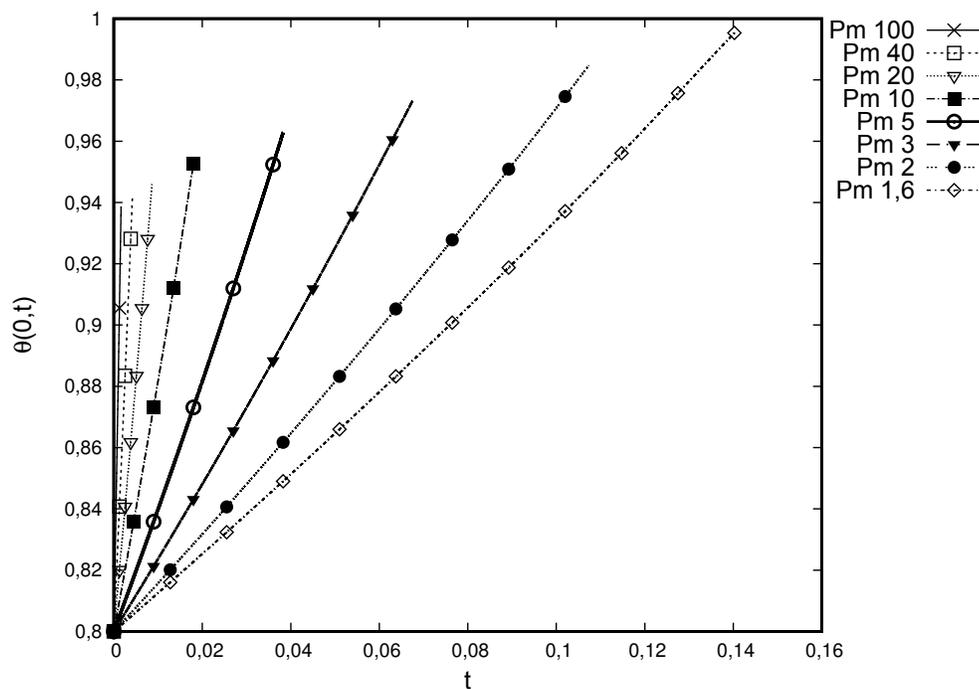


Figura 16 – Evolução do perfil de temperatura da gota para o caso de $P_m = 2$.



O aumento da temperatura no centro da gota com a diminuição do P_m pode ser melhor visualizado na Fig. (17). Na qual a variação da temperatura em $r = 0$ com o tempo pode ser vista até o instante de ebulição t_b . Nota-se que a temperatura aumenta linearmente com o tempo para $P_m > 1,5$, o que pode significar que o aquecimento magnético ainda é dominante no centro da gota. Ressalta-se que, embora a taxa de aumento de temperatura aumente com o crescimento do P_m , a temperatura do centro da gota no instante de ebulição t_b diminui devido ao menor tempo disponível para o aquecimento.

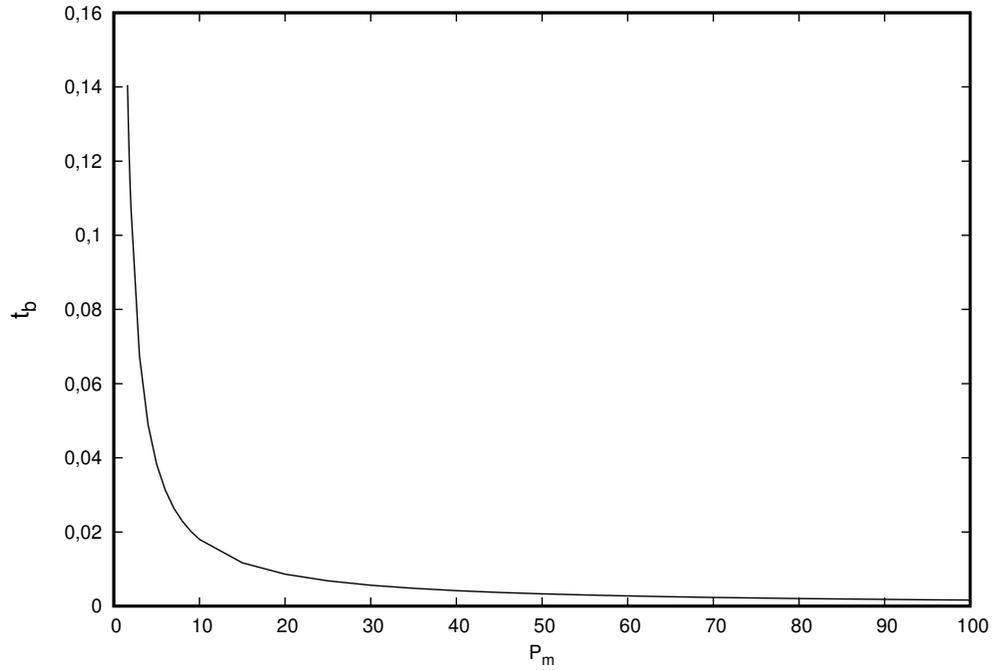
Figura 17 – Variação da temperatura no centro da gota com o tempo.



A Fig. (18) apresenta a influência do P_m no tempo necessário para aquecer um ponto do interior da gota da condição inicial $\theta_i = 0,8$ até a temperatura de ebulição $\theta_b = 1$. É visível que, conforme o P_m aumenta, o tempo de aquecimento se aproxima de zero. Assim, pode-se inferir que elevar o P_m acima de um determinado valor não justifica o seu emprego, visto que a variação de tempo de aquecimento é pequena. Em contrapartida, à medida que o P_m se aproxima de zero, o tempo necessário para aquecer a gota aumenta significativamente. Vale comentar que quando $P_m = 0$, não havendo o efeito de aquecimento magnético, sabe-se que a temperatura de ebulição é atingida na

superfície da gota, no tempo t_c^* .

Figura 18 – Variação do tempo de aquecimento t_b com o P_m ($1,6 < P_m < 100$).



Constata-se que para $P_m \leq 1,5$ a temperatura de ebulição não é atingida no interior da gota e sua total vaporização ocorre. Assim sendo, o critério de parada da solução numérica passa a ser o instante em que a gota atinge o raio mínimo $a = 0,1$, ao invés do instante em que se atinge a temperatura de ebulição (t_b). Assim, na Fig. (19) exibe-se o perfil de temperatura no instante em que $a = 0,1$ para $P_m \leq 1,5$. Já na Fig. (20) a evolução do perfil de temperatura com o tempo para o caso de $P_m = 1$ é mostrada.

Figura 19 – Perfil de temperatura no instante em que $a = 0,1$ para o caso de $P_m \leq 1,5$.

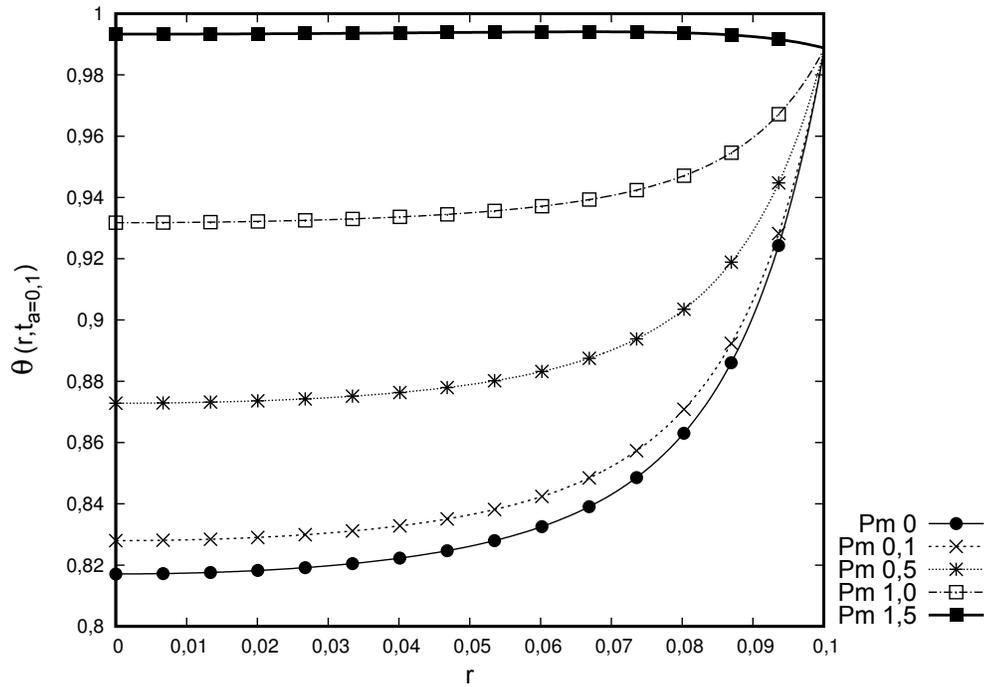
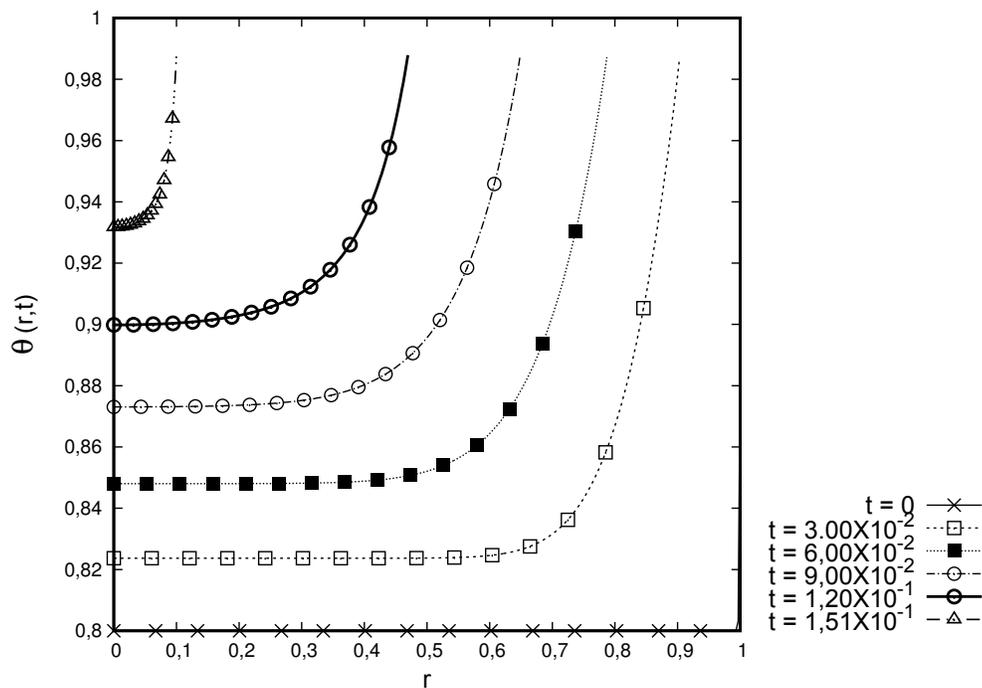


Figura 20 – Evolução do perfil de temperatura com o tempo para $P_m = 1$.



Na Fig. (19) vê-se que a temperatura do interior da gota no instante $t_{(a=0,1)}$ aumenta com o crescimento de P_m . Isso ocorre pois a fonte magnética começa a influenciar

gradativamente o aquecimento da gota, o qual era fruto principalmente do fluxo de calor proveniente do ambiente.

A Fig. (21) apresenta a variação do quadrado do raio da gota com o tempo para $P_m < 2$. Nela percebe-se a variação linear do quadrado do raio com o tempo (lei- D^2), assim como ocorre em modelos clássicos. Porém, nota-se que com o aumento de P_m essa lei passa a não ser mais contemplada, como é visível na Fig.(22) ou na Fig. (12). Isso pode ser explicado pela necessidade de um período transiente inicial para que essa lei seja válida (TURNS, 2013).

Figura 21 – Raio ao quadrado da gota variando com o tempo para $P_m < 2$.

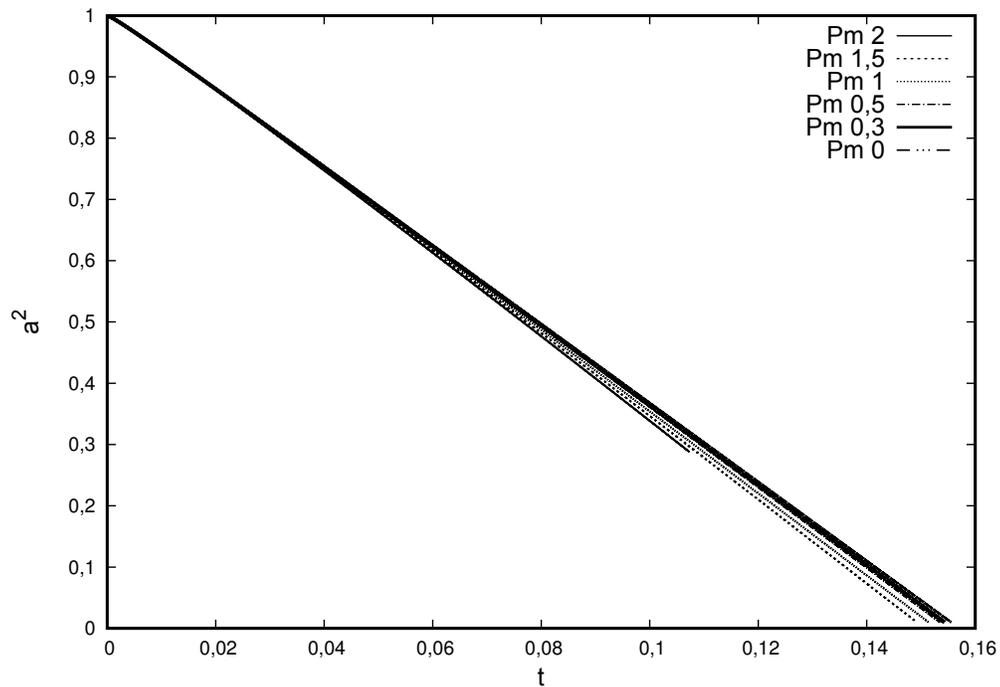
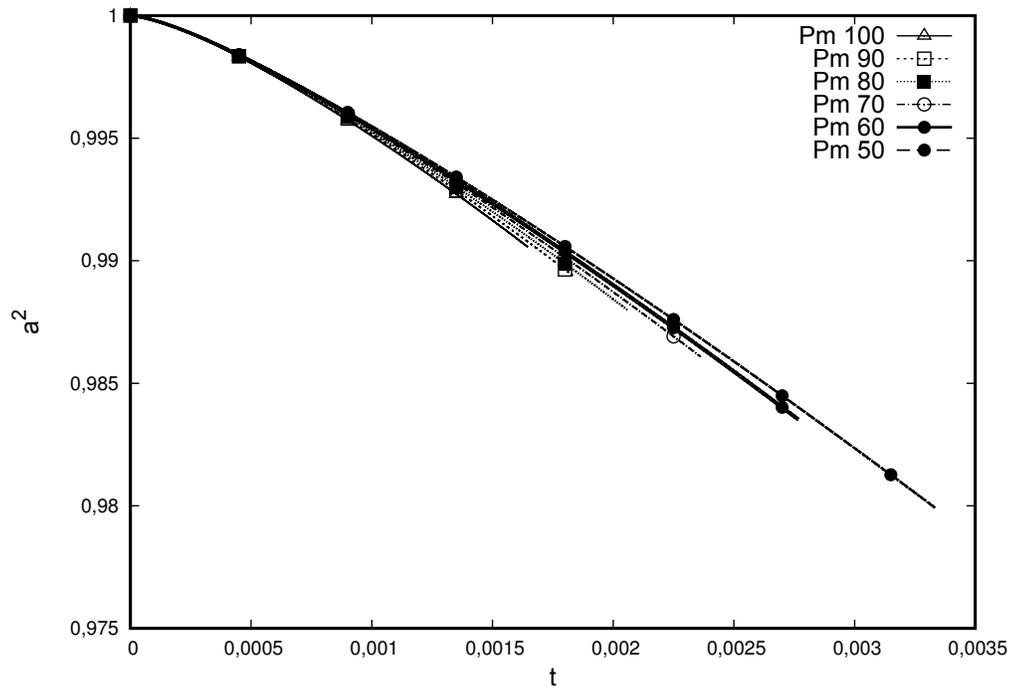
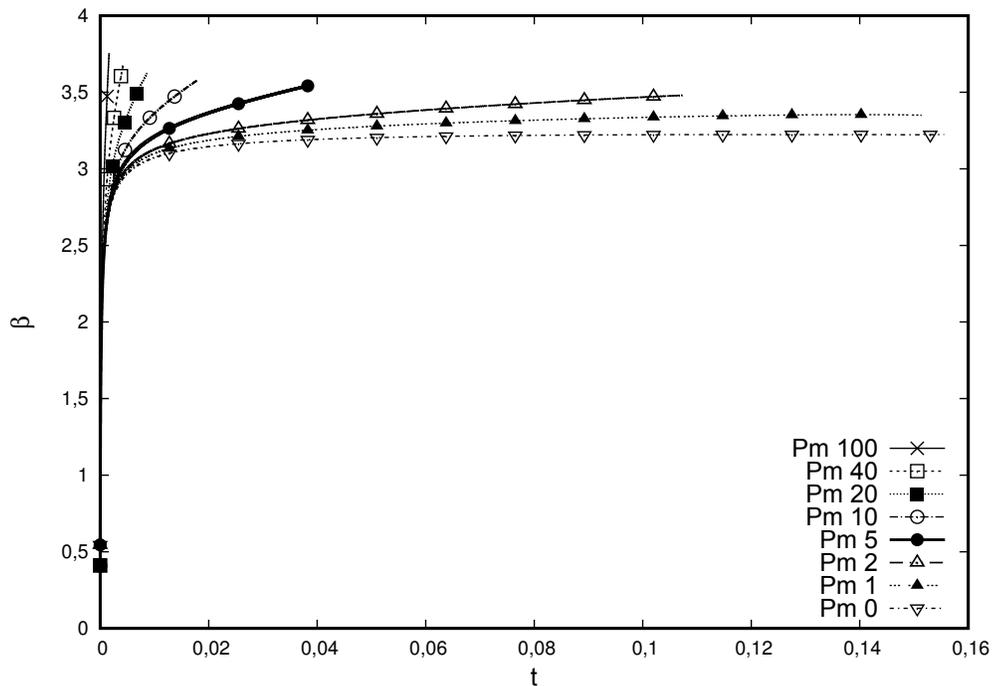


Figura 22 – Raio ao quadrado da gota variando com o tempo para $P_m > 50$.



Para melhor visualizar a observância da lei- D^2 , a Fig. (23) apresenta a variação de $\beta = \lambda/a = 0,5da^2/dt$ com o tempo, para diferentes parâmetros magnéticos. Nela percebe-se que β aumenta em um curto espaço de tempo e, em seguida, alcança um valor constante. Esse fenômeno é responsável pela lei- D^2 , pois a energia transferida para a gota inicialmente é utilizada no seu aquecimento e vaporização. Isso ocorre até o período em que se atinge uma determinada temperatura de equilíbrio, isto é, a temperatura de bulbo úmido. Após atingir essa temperatura a energia recebida pela gota passa a ser utilizada predominantemente na sua vaporização, a qual assume um valor constante (CHAUVEAU et al., 2008).

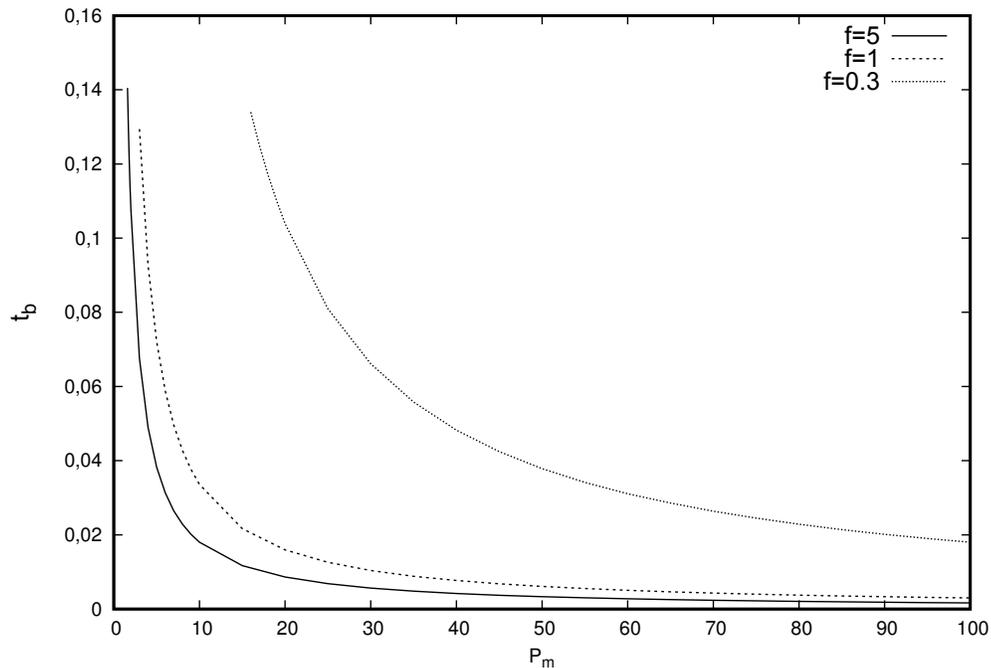
Figura 23 – Variação β com o tempo.

4.3. Influência da frequência do campo magnético

A influência do parâmetro magnético é analisado para a frequência do campo magnético $f = 0,3$ e $f = 1$, sendo comparada com o caso anterior de $f = 5$. A Figura (24) apresenta a variação do tempo de aquecimento t_b . Percebe-se que, com a diminuição da frequência magnética o tempo de aquecimento aumenta significativamente.

Verifica-se que para cada frequência há um intervalo de P_m que promove as maiores variações no tempo de aquecimento. Como exemplo, as maiores variações no tempo de aquecimento para $f = 5$ se encontram quando $P_m \leq 25$, enquanto que para $f = 1$ isso ocorre com $P_m \leq 35$. Já para o caso de $f = 0,3$ essa variação é mais sutil e tende a diminuir quando $P_m > 100$.

Figura 24 – Variação do tempo de aquecimento t_b com o P_m .



Tendo em vista que, em casos práticos, campos magnéticos de alta potência são de difícil reprodução, percebe-se que os ganhos em aquecimento magnético podem não justificar a utilização de $f > 1$. Pois, como visto na Fig. (24), a variação do tempo de aquecimento com frequências maiores que um ($f > 1$) é menos significativa em comparação as variações obtidas para frequências $f < 1$.

Analisando o perfil de temperatura no instante t_b para o caso de $P_m = 100$ e $P_m = 20$, Fig. (25) e (26), vê-se que o aquecimento magnético tem comportamento semelhante ao descrito na seção anterior, no qual acima de determinado valor de P_m a temperatura de ebulição é atingida no interior da gota. Por outro lado, para valores abaixo de determinado P_m essa temperatura é atingida superfície. Mais especificamente, para os casos analisados, quando $f = 0,3$ a ebulição ocorre em seu interior para $P_m > 15$, enquanto para $f = 1$ a ebulição ocorre quando $P_m > 2$ e por fim, para $f = 5$ ela ocorre após $P_m = 1,5$, aproximadamente. Isso mostra que com o aumento da frequência magnética mais energia por dissipação viscosa é gerada na gota de ferrofluido.

Figura 25 – Perfil de temperatura no instante t_b para o caso de $P_m = 100$.

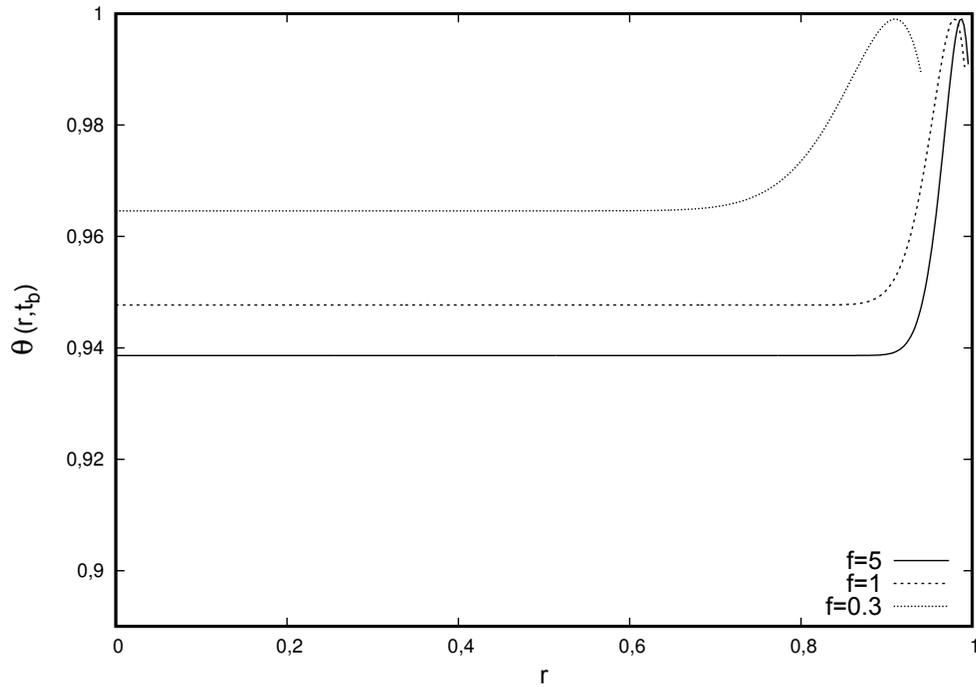
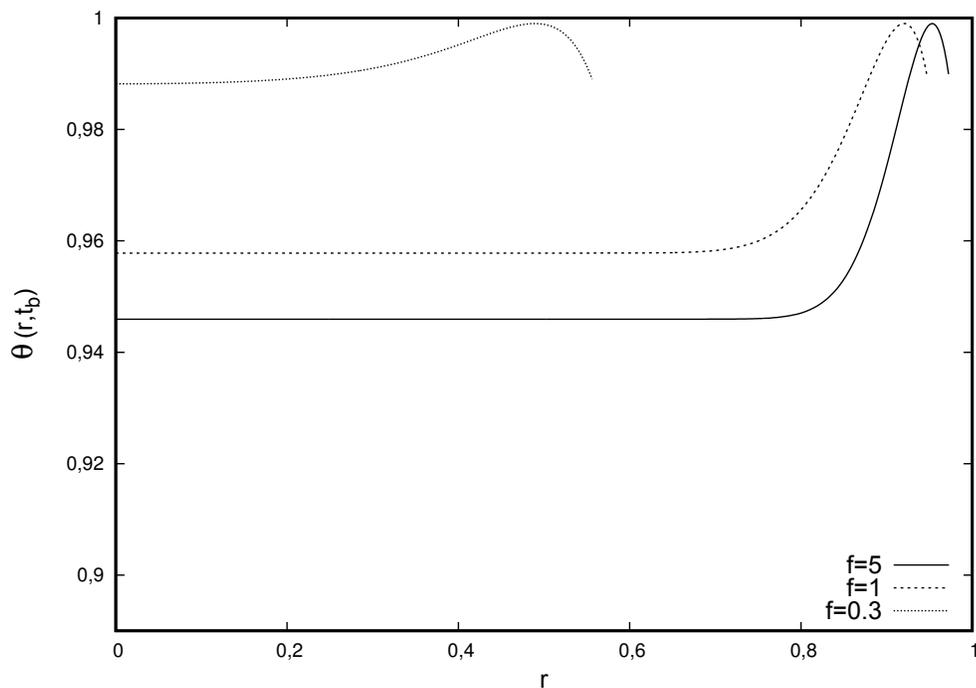


Figura 26 – Perfil de temperatura no instante t_b para o caso de $P_m = 20$.



As Figs. (27) e (28) apresentam a variação da taxa de vaporização β com a frequência para $P_m = 1$ e $P_m = 100$, respectivamente. Na Fig. (27) pode-se notar que

a taxa de vaporização estabelece um valor constante ao passar do tempo. Nesse caso percebe-se uma leve elevação da taxa de vaporização com a frequência f e assim, segue os princípios da lei- D^2 . Já no caso de $P_m = 100$, Fig. (28), a taxa de vaporização aumenta significativamente, sem atingir um valor constante.

Figura 27 – Variação de β com a frequência f , para $P_m = 1$.

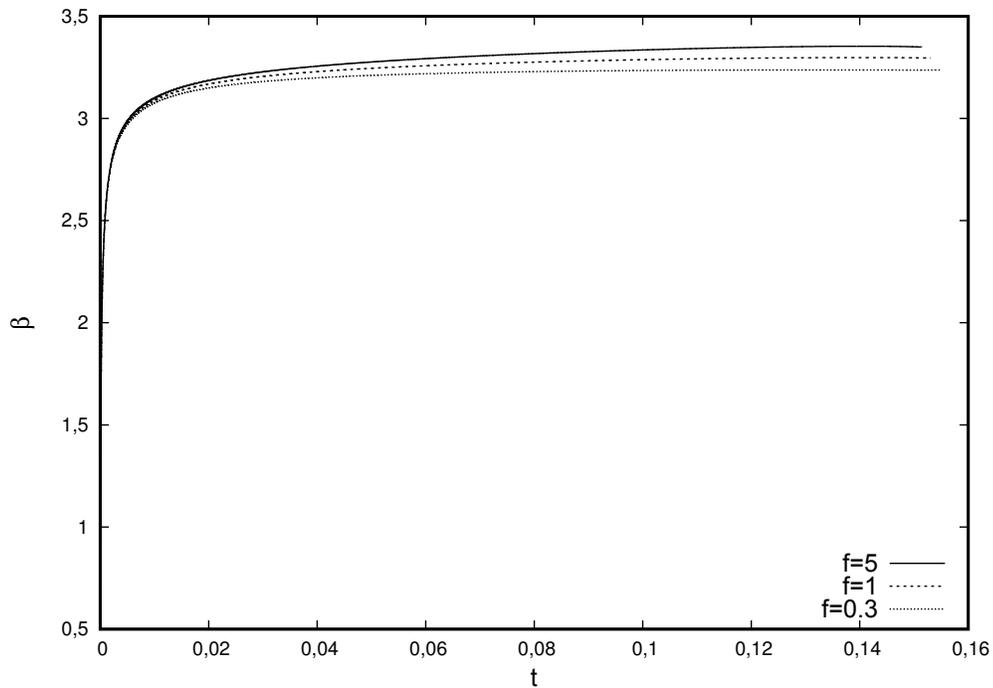
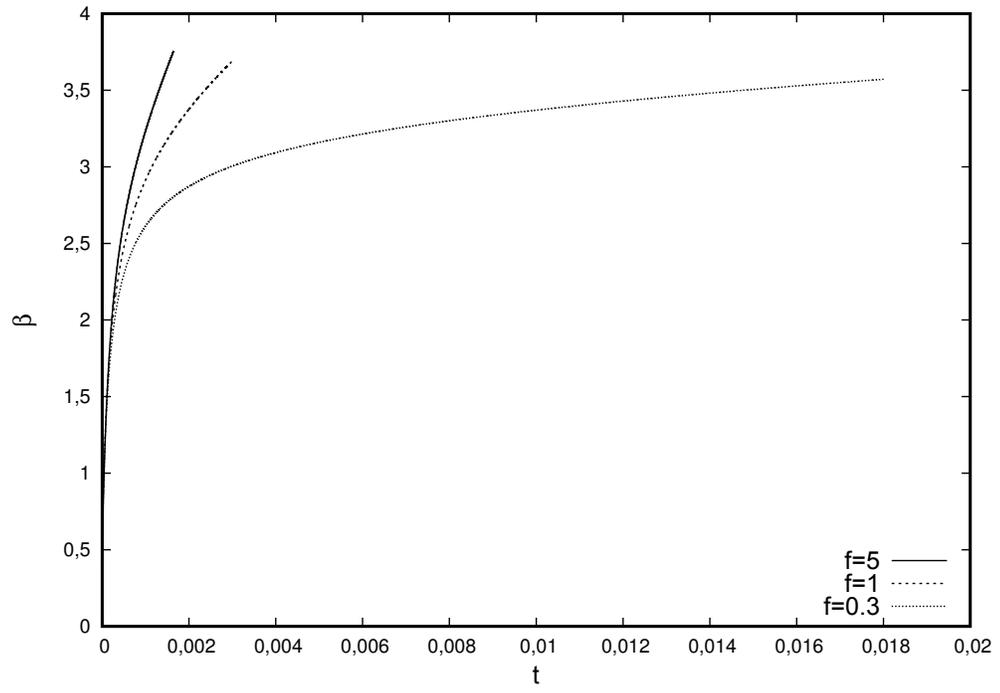


Figura 28 – Variação de β com a frequência f , para $P_m = 100$.

5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este trabalho estudou a utilização de uma fonte de energia adicional no aquecimento e vaporização de gotas. Essa fonte de energia adicional é proveniente da dissipação viscosa de energia promovida por nanopartículas interagindo com um campo magnético alternado. Estendeu-se um modelo matemático existente para o caso de baixa potência magnética, parâmetro magnético P_m de ordem unidade. Então, o atual modelo foi comparado com o anterior para parâmetro $P_m = 100$, a fim de analisar possíveis discrepâncias. Seguidamente, realizou-se o estudo da variação do parâmetro P_m e da frequência magnética f , objetivando avaliar o comportamento do aquecimento magnético sob várias potências magnéticas.

Da comparação do presente modelo (ME) com o modelo MCL, inferiu-se que os resultados apresentaram razoável discrepância para o caso analisado ($P_m = 100$). Isso pode ser explicado devido a necessidade de parâmetro $P_m \gg 1$ na aplicação do modelo MCL e assim, para parâmetros P_m superiores espera-se uma maior concordância.

Foi possível constatar que o aquecimento magnético ainda é o processo dominante sob campo de baixa potência, ocasionando um incremento substancial na taxa de vaporização da gota. Verificou-se que o aquecimento magnético para parâmetros P_m próximos de zero se comporta seguindo os preceitos de modelos clássicos, com a obediência a lei- D^2 até a completa vaporização da gota. A partir de um certo parâmetro P_m a temperatura de ebulição passa a ser atingida no interior da gota e o tempo até que isso ocorra (t_b) decai rapidamente à medida que o parâmetro P_m aumenta. Porém, constata-se que a partir de um determinado parâmetro P_m para uma dada frequência f , a variação do tempo de aquecimento com o parâmetro P_m é menor. De forma semelhante, percebeu-se que com o aumento da frequência f a influência do aquecimento magnético é acentuada até atingir um ponto de estagnação. Fato esse que pode ser útil em questões de engenharia, como no auxílio a seleção de parâmetros de projeto.

Quando a temperatura de ebulição é atingida no interior da gota, fenômenos como a formação de bolhas com ou sem ruptura de gotas podem ocorrer. Devido a este modelo não descrever o que acontece após atingir essa temperatura, seria de importância

aprofundar o estudo desse caso. Outra análise a ser realizada é a de considerar a aglomeração de nanopartículas na superfície da gota, pois sabe-se que há a formação de uma casca porosa, a qual possivelmente gera uma diminuição da taxa de vaporização.

REFERÊNCIAS

- BASHA, J. S.; ANAND, R. B. An experimental study in a ci engine using nanoadditive blended water–diesel emulsion fuel. **International Journal of Green Energy**, v. 8, n. 3, p. 332–348, 2011. 25
- BIROUK, M.; GÖKALP, I. **Current status of droplet evaporation in turbulent flows**. 2006. 408–423 p. 21
- BRZUSTOWSKI, T.; TWARDUS, E. M.; WOJCICKI, S.; SOBIESIAK, A. Interaction of Two Burning Fuel Droplets of Arbitrary Size. **AIAA Journal**, v. 17, n. 11, p. 1234–1242, 1979. ISSN 0001-1452. Disponível em: <<http://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/3.61304>>. 21
- CHANTRELL, R.; POPPLEWELL, J.; CHARLES, S. Measurements of particle size distribution parameters in ferrofluids. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 14, n. 5, p. 975–977, 1978. ISSN 0018-9464. 25
- CHAUVEAU, C.; HALTER, F.; LALONDE, A.; GOKALP, I. An experimental study on the droplet vaporization: effects of heat conduction through the support fiber. In: **Proc. of 22nd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS Europe 2008)**. [S.l.: s.n.], 2008. 60
- CHIU, H. H.; KIM, H. Y.; CROKE, E. J. Internal group combustion of liquid droplets. **Symposium (International) on Combustion**, v. 19, n. 1, p. 971–980, 1982. ISSN 00820784. 22
- CHOL, S. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. **ASME-Publications-Fed**, ASME, v. 231, p. 99–106, 1995. 16, 24
- CHUNG, K. L. **Combustion physics**. [S.l.]: Cambridge University Press, ISBN, 2006. 35
- CRISTALDO, C. F.; FACHINI, F. F. Analysis of ferrofluid droplet combustion under very large magnetic power. **Combustion and Flame**, v. 160, p. 1458, 2013b. 16, 29
- CRISTALDO, C. F.; VARGAS, M. M.; FACHINI, F. F. Ferrofluid droplet vaporization under very large magnetic power: Effects of pressure and effective thermal conductivity of liquid. **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 35, p. 1613, 2015. 16, 29
- CRISTALDO, C. F. C.; FACHINI, F. F. Ferrofluid droplet heating and vaporization under very large magnetic power: A thermal boundary layer model. **Physics of Fluids**, v. 25, p. 037101, 2013a. 16, 29, 30, 31, 32, 33, 35, 49, 50
- ETTEFAGHI, E. o. Ilah; AHMADI, H.; RASHIDI, A.; NOURALISHAHI, A.; MOHTASEBI, S. S. Preparation and thermal properties of oil-based nanofluid from multi-walled carbon nanotubes and engine oil as nano-lubricant. **International Communications in Heat and Mass Transfer**, Elsevier B.V., v. 46, p. 142–147, 2013. ISSN 07351933. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2013.05.003>>. 24

- FACHINI, F. F.; BAKUZIS, a. F. Decreasing nanofluid droplet heating time with alternating magnetic fields. **Journal of Applied Physics**, v. 108, p. 084309, 2010. 16, 28, 29
- GODSAVE, G. Studies of the combustion of drops in a fuel spray—the burning of single drops of fuel. In: ELSEVIER. **Symposium (International) on Combustion**. [S.l.], 1953. v. 4, n. 1, p. 818–830. 23
- KAO, M.; TING, C.; LIN, B.; TSUNG, T. Aqueous aluminum nanofluid combustion in diesel fuel. **Journal of Testing and Evaluation**, v. 36, n. 2, p. 1–5, 2008. ISSN 00903973. Disponível em: <<http://www.astm.org/cgi-bin/scholar.cgi?JTE100579>>. 24
- LORELL, J.; WISE, H.; CARR, R. E. Steady-State Burning of a Liquid Droplet. II. Bipropellant Flame*. **the Journal of Chemical Physics**, v. 25, n. 2, p. 325–331, 1956. ISSN 00219606. 20
- ODENBACH, S. Ferrofluids - Magnetically controlled suspensions. In: **Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects**. [S.l.: s.n.], 2003. v. 217, n. 1-3, p. 171–178. ISBN 4942121825. ISSN 09277757. 25, 26, 27
- PANKHURST, Q. A.; CONNOLLY, J.; K, J. S.; DOBSON, J. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine. **Journal of physics D: Applied Physics**, v. 36, p. R167–R181, 2003. ISSN 0022-3727. Disponível em: <<http://iopscience.iop.org/0022-3727/36/13/201>>. 27
- ROSEN, M. J. Surfactants and interfacial phenomena. **Surfactants and Interfacial Phenomena, 3rd Edition, by Milton J. Rosen, pp. 464. ISBN 0-471-47818-0. Wiley-VCH, July 2004.**, p. 464, 2004. 25
- ROSENSWEIG, R. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 252, p. 370, 2002. 16, 24, 27, 32, 33, 41
- SIRIGNANO, W. a.; EDWARDS, C. F. **Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays**. [S.l.: s.n.], 2000. v. 122. 189 p. ISSN 00982202. ISBN 9780521884891. 23
- SPALDING, D. B. The combustion of liquid fuels. In: ELSEVIER. **Symposium (international) on combustion**. [S.l.], 1953. v. 4, n. 1, p. 847–864. 23
- URNS, S. R. **Introdução à Combustão-: Conceitos e Aplicações**. [S.l.]: AMGH Editora, 2013. 19, 20, 35, 39, 59
- TYAGI, H.; PHELAN, P. E.; PRASHER, R.; PECK, R.; LEE, T.; PACHECO, J. R.; ARENTZEN, P. Increased hot-plate ignition probability for nanoparticle-laden diesel fuel. **Nano Letters**, v. 8, n. 5, p. 1410–1416, 2008. ISSN 15306984. 25
- WARNATZ, J.; MAAS, U.; DIBBLE, R. W.; WARNATZ, J. **Combustion**. [S.l.]: Springer, 2001. v. 3. 20, 21, 22
- WONG, K. V.; De Leon, O. **Applications of nanofluids: Current and future**. 2010. 24, 27

ZHANG, Z.; XUE, Q.; ZHANG, J. Synthesis, Structure and Lubricating Properties of Dialkyldithiophosphate-modified Mo-S Compound Nanoclusters. **Wear**, v. 209, p. 8–12, 1997. ISSN 00431648. 24

ZHAO, Q.; WANG, L.; CHENG, R.; MAO, L.; ARNOLD, R. D.; HOWERTH, E. W.; CHEN, Z. G.; PLATT, S. Magnetic nanoparticle-based hyperthermia for head & neck cancer in mouse models. **Theranostics**, v. 2, n. 1, p. 113–121, 2012. ISSN 18387640. 27, 28