



## **AQUECIMENTO E COMBUSTÃO DE GOTAS DE FERROFLUIDO COMBUSTÍVEL**

RELATÓRIO FINAL DE PROJETO DE INICIAÇÃO CIENTÍFICA PIBIC

Régis Zorzo (UNIPAMPA, bolsista PIBIC)  
regis10z@gmail.com

Dr. Cesar Flaubiano da Cruz Cristaldo (UNIPAMPA, orientador)

Dr. Fernando Fachini Filho (INPE, orientador)  
fachini@lcp.inpe.br

Junho, 2016

## RESUMO

A presente pesquisa tem por objetivo estender um modelo já existente de aquecimento magnético de uma gota de ferrofluido em condição de alta potência magnética para o caso de baixa potência magnética. O processo de aquecimento magnético tem como objetivo fornecer melhorias no processo de combustão, como proporcionar um menor tempo de aquecimento e maior taxa de vaporização do combustível resultando numa combustão mais completa e com menor geração de poluentes. O aquecimento magnético é gerado devido a presença de um campo magnético alternado que provoca movimento periódico de alinhamento e desalinhamento do dipolo das nanopartículas com o sentido do campo, esse movimento periódico promove a rotação da nanopartícula que acaba gerando calor por dissipação viscosa entre fluido e nanopartícula. Até o momento os estudos realizados com alta potência magnética resultam numa camada limite térmica próxima a superfície da gota, na fase líquida. Na solução de camada limite térmica o efeito geométrico (curvatura da gota) é desprezível, assim a solução é obtida em coordenadas retangulares. Para a condição de baixa potência magnética, a solução de camada limite térmica não é válida. Portanto, no presente trabalho as equações de conservação de massa, energia e espécies para as fases líquida e gasosa do modelo existente são resolvidas numericamente, preservando a geometria esférica do problema físico. Trata-se de uma gota isolada de ferrofluido num ambiente de alta temperatura e de baixa pressão (fase gasosa quase estacionária). Como resultados pode-se comparar 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 várias intensidades de campo magnético. Elucida-se que variação da potência do campo magnético ocorre por meio de um parâmetro magnético  $P_m$  que é função das propriedades do mesmo. Foi verificado o efeito geométrico da presente solução com a solução de hipótese de camada limite térmica, no qual os resultados mostram que o modelo de camada limite apresenta uma temperatura de superfície da gota e uma taxa de vaporização menor que a encontrada no presente modelo. Isso sugere que o modelo de camada limite se adéqua melhor a casos de campo magnético de maior intensidade. Também tem-se como resultado a redução do tempo de aquecimento conforme a potência magnética aumenta. Percebe-se também que para  $P_m > 1,5$  o núcleo da gota é praticamente aquecido pelo processo de aquecimento magnético.

Palavras-chave: Combustão. Gota. Ferrofluido.

# HEATING AND COMBUSTION OF FERROFLUID FUEL

## ABSTRACT

This research has as objective to extend the existing model of magnetic heating of a ferrofluid droplet in a high magnetic power situation to a low magnetic power case. The magnetic heating process has as objective to improve the combustion process, like to allow a lower heating time and greater fuel vaporization rate, resulting in a more complete combustion and with lower pollutant generation. The magnetic heating is generated due to the presence of an alternating magnetic field which leads to a periodical alignment and disalignment movement of the nanoparticle dipole with the field direction, and this periodical movement promotes the rotation of the nanoparticle, generating heat due to viscous dissipation between the fluid and nanoparticle. Until this moment, studies involving high magnetic power resulted in a thermal boundary layer near the droplet surface, at the liquid phase. In the thermal boundary layer solution, the geometrical effect (droplet curvature) is neglectable, then the solution is obtained in rectangular coordinates. For low magnetic power condition the thermal boundary layer solution is not valid. Then, in this work, the mass, energy and species conservation equations to liquid and gaseous phase of the preexistent model are solved numerically, preserving the spherical geometry of the physical problem. It involves an isolated ferrofluid droplet in a high temperature and low pressure ambient (quasi-steady gaseous phase). With the results it is possible to compare values like the evolution of the temperature distribution, vaporization rate, droplet radius variation and heating time (i.e., the time required to the droplet reach the boiling temperature) to various magnetic field intensity. It is explained that the variation of the magnetic field occurs by means of a magnetic parameter  $P_m$ , which is a function of the field properties. It was verified the geometrical effect on the present solution with the thermal boundary layer hypothesis solution, where the results show that the boundary layer model presents lower droplet surface temperature and a vaporization rate lower than the obtained with the present model. It suggests that the boundary layer model is best suitable in cases of higher intensity magnetic field. Another obtained result is the reduction of the heating time with increments on magnetic power. It is noticed also that for  $P_m > 1,5$  the droplet core is almostly heated by the heating process.

Keywords: Combustion. Droplet. Ferrofluid.

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Modos de combustão de spray. . . . .	4
2.2 Hipertermia magnética induzida experimentalmente. . . . .	7
2.3 Representação esquemática do processo de aquecimento magnético aplicado a uma gota de ferrofluido. . . . .	8
3.1 Ilustração esquemática do caso de análise. . . . .	11
4.1 Temperatura da superfície da gota em função do tempo. . . . .	19
4.2 Taxa de vaporização em função do tempo. . . . .	19
4.3 Perfil de temperatura no interior da gota no momento em que ocorre a ebulição. . . . .	20
4.4 Temperatura do núcleo da gota em função do tempo. . . . .	21
4.5 Taxa de vaporização $\beta$ em função do tempo. . . . .	21

## LISTA DE SÍMBOLOS

$P$	–	Potência de dissipação volumétrica
$\mu_0$	–	Permeabilidade magnética
$\chi_0$	–	Suscetibilidade magnética
*	–	Termos dimensionais
$H_0$	–	Amplitude do campo magnético
$f$	–	Frequência do campo magnético
$U$	–	Energia interna
$Q$	–	Calor
$W$	–	Trabalho magnético
$t_e$	–	Tempo de relaxação efetivo
$t$	–	Tempo
$\eta$	–	Viscosidade
$V_H$	–	Volume hidrodinâmico da nanopartícula
$\kappa$	–	Constante de Boltzmann
$a$	–	Raio da gota
$a_0$	–	Raio inicial da gota
$r$	–	Coordenada
$T$	–	Temperatura
$Y$	–	Fração mássica
$k$	–	Condutividade
$c$	–	Calor específico
$\theta$	–	Temperatura adimensional
$v$	–	Velocidade do gás
$\alpha$	–	Difusividade
$\rho$	–	Massa específica
$\dot{m}$	–	Taxa de vaporização
$V$	–	Volume
$L$	–	calor latente de vaporização
$l$	–	Fase líquida
$F$	–	Combustível
$b$	–	Instante de ebulição
$B$	–	Browniano
$N$	–	Néel

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
<b>2 REFERENCIAL TEÓRICO</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1 Combustão . . . . .	3
2.1.1 Combustão de spray . . . . .	3
2.2 Gota isolada . . . . .	4
2.3 Nanofluidos . . . . .	5
2.4 Ferrofluidos . . . . .	6
2.5 Aquecimento por relaxação magnética . . . . .	9
<b>3 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA</b> . . . . .	<b>11</b>
3.1 Considerações . . . . .	12
3.1.1 Variáveis adimensionais . . . . .	12
3.1.2 Propriedades de transporte . . . . .	13
3.2 Análise da fase líquida . . . . .	13
3.2.1 Conservação de massa . . . . .	13
3.2.2 Conservação de energia . . . . .	14
3.2.3 Condições de contorno . . . . .	14
3.3 Análise da fase gasosa . . . . .	14
3.3.1 Conservação de massa . . . . .	14
3.3.2 Conservação de massa das espécies químicas . . . . .	15
3.3.3 Conservação energia . . . . .	16
3.3.4 Condições de contorno . . . . .	16
3.4 Metodologia numérica . . . . .	17
<b>4 RESULTADOS</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>5 CONCLUSÃO E PRÓXIMOS PASSOS</b> . . . . .	<b>23</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> . . . . .	<b>24</b>

# 1 INTRODUÇÃO

É notável o grande número de tecnologias que envolvem os fenômenos de combustão, seja em veículos de transportes, processos industriais, caldeiras, incineração de resíduos, fundição de metais, aquecimento predial, cozimento de alimentos, geração de energia elétrica em usinas termoelétricas, entre outros. Dessa forma os benefícios de se obter melhorias no processo de combustão podem causar impacto significativo na sociedade, justificando o investimento nessa área de conhecimento.

Muitos dos mecanismos existentes como motores a diesel, motores de foguetes, turbinas a gás e fornos industriais utilizam de injeção de combustível na forma de spray em sua câmara de combustão. [Fachini e Bakuzis \(2010\)](#) na intenção de melhorar o processo de combustão de spray propôs a inserção de uma fonte de energia interna no combustível. Essa fonte de calor consiste na utilização de nanopartículas magnéticas (ferrofluidos) inseridas no combustível. 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 ([CRISTALDO; FACHINI, 2013a, 2013a](#); [CRISTALDO et al., 2015](#)). Até o momento esses estudos analisam o problema sob campo magnético de alta potência. Nessa perspectiva forma-se uma camada limite térmica próxima a superfície da gota de combustível, na fase líquida, e a solução do problema é obtida por um modelo assintótico nas apropriadas escalas de tempo e espaço. Esse método de solução traz como consequência a perda da geometria esférica do problema físico, além do fato que a condição de alta potência magnética é um obstáculo para a reprodução do processo de aquecimento magnético em laboratório.

Dessa forma o tema da presente pesquisa é o aquecimento e vaporização de uma gota de ferrofluido estendendo a solução para caso de campo magnético de baixa potência magnética. Justifica-se este estudo devido as possíveis melhoras 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 investigar quais os efeitos da geometria esférica do problema físico em comparação com a solução de camada limite térmica para alta potência magnética e principalmente qual são os efeitos de baixo campo magnético no aquecimento e vaporização de uma gota de combustível.

Como objetivo tem-se analisar o aquecimento e vaporização de uma gota de ferro-fluido sob a ação de campo magnético alternado sob diferentes níveis de potência magnética, alta e baixa potência. Destaca-se como objetivos específicos da presente pesquisa: 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 campo magnético de baixa potência magnética, criando oportunidades para que no futuro os resultados sejam verificados experimentalmente;

A presente pesquisa será utilizada como base para o desenvolvimento do Trabalho de Conclusão de Curso (TCC) do presente autor bolsista em sua universidade de origem. Devido a esse relatório ser extensão de seu TCC (em desenvolvimento), poderá haver elementos textuais similares ou idênticos nesses trabalhos.



## 2 REFERENCIAL TEÓRICO

### 2.1 Combustão

De forma sintetizada a combustão é uma reação química que converte a energia armazenada em ligações químicas em energia térmica. O processo combustão pode ser classificada como pré-misturadas e não pré-misturadas (difusivas), com ou sem chama. Denomina-se chama uma zona de combustão localizada em propagação sustentada a velocidade subsônica. Dessa forma a chama ocupa uma pequena parte da mistura reagente, localizada, enquanto que esta onda de combustão se desloca a velocidade subsônica, deflagração. Em contraste temos, casos em que a onda de combustão se desloca em velocidades sônicas, denominada de detonação. A combustão pré-misturada ocorre quando o combustível e o oxidante estão misturados a nível molecular antes da reação química, apresentando geralmente elevadas temperaturas e baixa luminosidade. Já a combustão não pré-misturada se diferencia pela segregação entre o combustível e oxidante, os quais se difundem em direção a chama na interface combustível-oxidante, assim o contato entre os reagentes ocorre durante a reação química. Notando que o termo difusão diz respeito ao transporte molecular dos componentes de uma mistura gasosa (TURNES, 2013).

#### 2.1.1 Combustão de spray

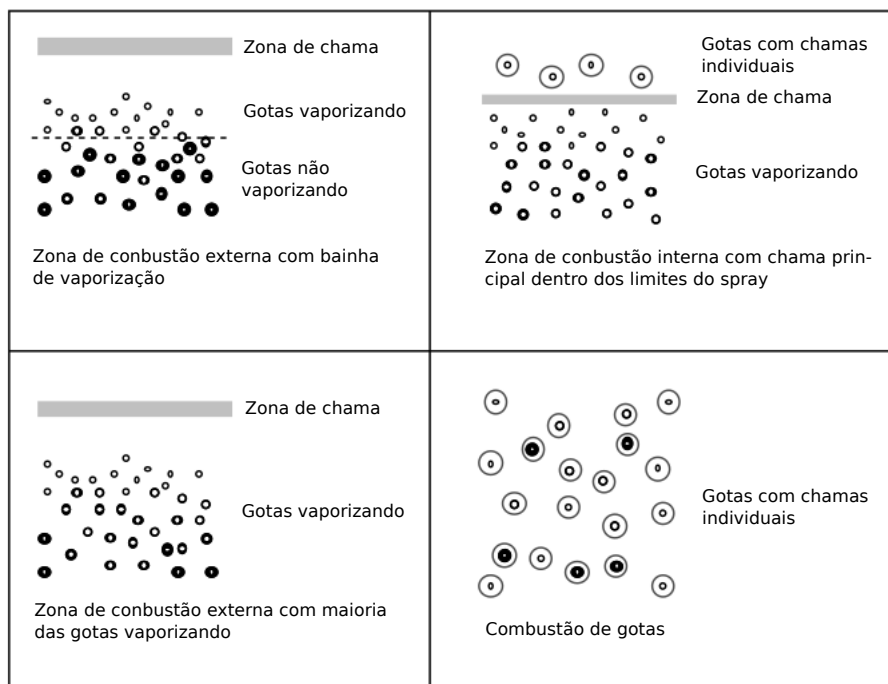
Em utilizações práticas de combustão de spray como em motores de combustão interna a diesel, temos o combustível líquido injetado por meio de um pequeno orifício (bico injetor) em uma câmara de combustão, meio gasoso de alta temperatura. Devido ao cisalhamento intencional provocado pelo bico injetor no fluxo líquido, forma-se uma nuvem densa de gotas (WARNATZ et al., 2001). Tendo um gradiente de temperatura entre o ambiente e o combustível cria-se um fluxo de calor do ambiente para a gota de combustível, proporcional a sua área de superfície. É válido notar que o combustível necessita ser vaporizado para que então ocorra a combustão, fato que ressalva a importância do estudo sobre o processo de aquecimento e vaporização de combustíveis líquidos.

Como o processo de aquecimento e vaporização do combustível está relacionada com sua área de troca térmica, um método eficaz de aprimorar esse processo é o controle de sua atomização, ou seja, particionar o combustível em gotas de tamanho reduzido. A atomização pode ser ocasionada por diversos fatores, desde turbulência no jato líquido, cavitação no bocal, cisalhamento entre o jato e o ambiente circundante, e até mesmo o caso em que a gota no processo de aquecimento atinge a temperatura

de ebulição em seu interior.

Nas proximidades do bico injetor há uma densa região de gotas de diversos tamanhos, enquanto que em um local mais afastado há a formação de 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. Deve-se notar que os diferentes tipos de interações entre gotas podem ocorrer simultaneamente, apresentando vários modos de combustão de spray. A (Figura 2.1) apresenta 4 modos de combustão, os quais estão relacionados com o local em que a chama está estabelecida, externamente ao grupo de gotas com bainha de gotas vaporizando ou maioria das gotas vaporizando, internamente ao grupo de gotas com região de gotas em combustão individual e grupo de gotas predominantemente em combustão de gota individuais (CHIU et al., 1982).

Figura 2.1 - Modos de combustão de spray.



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

## 2.2 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 de gotas.

Inicialmente dois importantes estudos de combustão de gotas foram desenvolvidos por Spalding (1953) e Godsave (1953). Estes 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. Neste 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, possuindo ambiente de alta temperatura. 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. Ambos os autores constataram em seus estudos o decréscimo do quadrado do raio linearmente com o tempo, denominada lei  $D^2$ .

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. Ele também comenta 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. O presente trabalho emprega os princípios da abordagem de aquecimento transiente de gota esférica e simétrica, dessa forma sem considerar circulação interna.

### 2.3 Nanofluidos

Nanofluidos podem ser definidos como uma suspensão de nanopartículas menores de 100nm em um fluido, com a finalidade de modificar suas propriedades, como a condutividade térmica, difusividade térmica, viscosidade, entre outras (ROSENSWEIG,

2002; WONG; De Leon, 2010). Em 1881, Maxwell conduziu estudos da condutividade térmica efetiva de nanopartículas em suspensão, porém estas partículas haviam ordem de milímetros ou micrômetros. Os modelos de Maxwell mostraram que a condutividade térmica efetiva aumenta com a fração volumétrica de partículas sólidas. Chol (1995) apresentou a nova classe de fluidos, definido nanofluidos. Desde então percebe-se um número crescente de trabalhos que visam o estudo de formas de aprimorar e controlar a transferência de calor através de nanopartículas, o que é útil em várias aplicações, como em indústrias, reatores nucleares, eletrônicos, na medicina e no setor alimentício (WONG; De Leon, 2010)

As aplicações automotivas de nanofluidos são inúmeras, 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, assim possibilita sistemas de refrigeração mais compactos ou uma maior temperatura de operação de motores, possibilitando maior potência.

No que se refere a aplicações de nanofluidos em combustíveis, 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 puro diesel. Já Basha e Anand (2011) perceberam 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 alumina. Também, neste caso, constataram experimentalmente (teste da placa quente) uma redução considerável no tempo de evaporação,

## 2.4 Ferrofluidos

Ferrofluido são fluidos com suspensão de nanopartículas magnéticas na qual o movimento Browniano é suficiente para evitar a sedimentação dessas nanopartículas devido a ação da força da gravidade (CHANTRELL et al., 1978).

Essas nanopartículas geralmente são feitas a partir de magnetite ( $Fe_3O_4$ ) possuindo diâmetro por volta de 10 nm e geralmente são revestidas por surfactantes (cerca 2 a 3 nm de espessura) a fim de evitar a aglomeração devido a forças atrativas de Vander Waals (ODENBACH, 2003).

Dentre as diversas aplicações de ferrofluidos temos o controle de fluxo, a utilização na medicina, como no caso de combate á células cancerígenas, e recentemente no campo da combustão. O controle de fluxo está ligado as propriedades magnéticas do ferrofluido, o que o torna capaz de reagir a campos magnéticos moderados com força inferior a 50 mT, assim pequenos ímãs permanentes ou eletroímãs são capazes de aciona-los (ODENBACH, 2003).

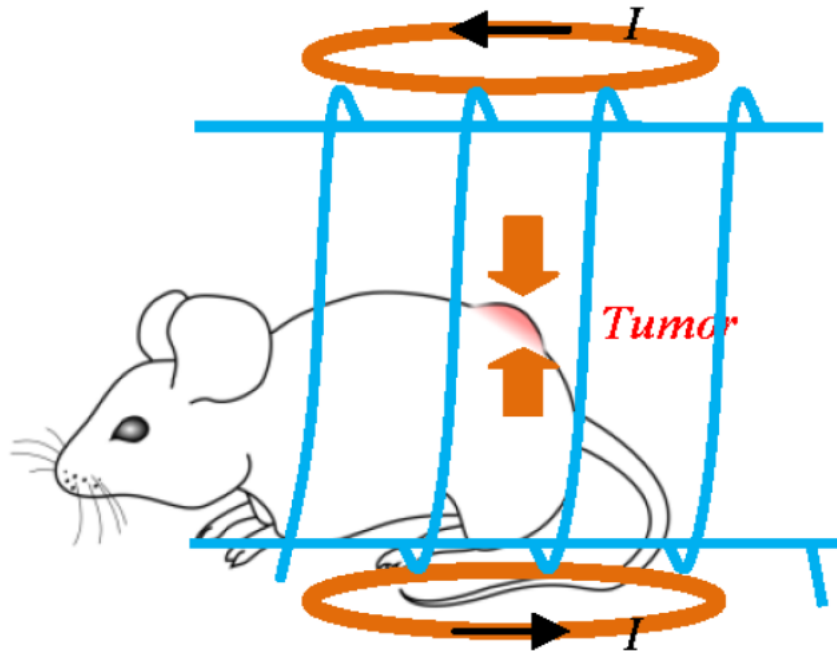
No campo da medicina é possível aproveitar as propriedades das nanopartículas de forma a facilitar o transporte intravenoso de medicamentos até o local de aplicação através do controle de fluxo ou afinidade das nanopartículas com as células afetadas, como também é possível fazer a separação magnética de células marcadas e ocasionar a incidência de radiação em células cancerígenas sem danificar as células sadias 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 (2.2) 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 desde experimento Zhao et al. (2012) elevaram a temperatura no centro do tumor até 40 C° nos primeiros 5 a 10 minutos, assim ocasionando destruição epitelial das células do tumor.

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 Fachini e Bakuzis (2010) 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 alterado, representando uma fonte de energia interna. A Figura (2.3) ilustra o caso de aquecimento magnético durante um ciclo, onde os dipolos magnéticos das nanopartículas tendem se alinhar com o campo magnético aplicado e posteriormente se desalinhar, esse movimento provoca rotação e colisões entre as nanopartículas ocasionando geração de calor por dissipação viscosa.

Dando sequencia, Cristaldo e Fachini (2013a) adicionaram o fluxo de calor do ambiente para a gota, avaliando o aquecimento e vaporização da gota sob diferentes condições de temperatura ambiente, subsequente a combustão foi adicionado ao

Figura 2.2 - Hipertermia magnética induzida experimentalmente.



Fonte: Zhao et al. (2012)

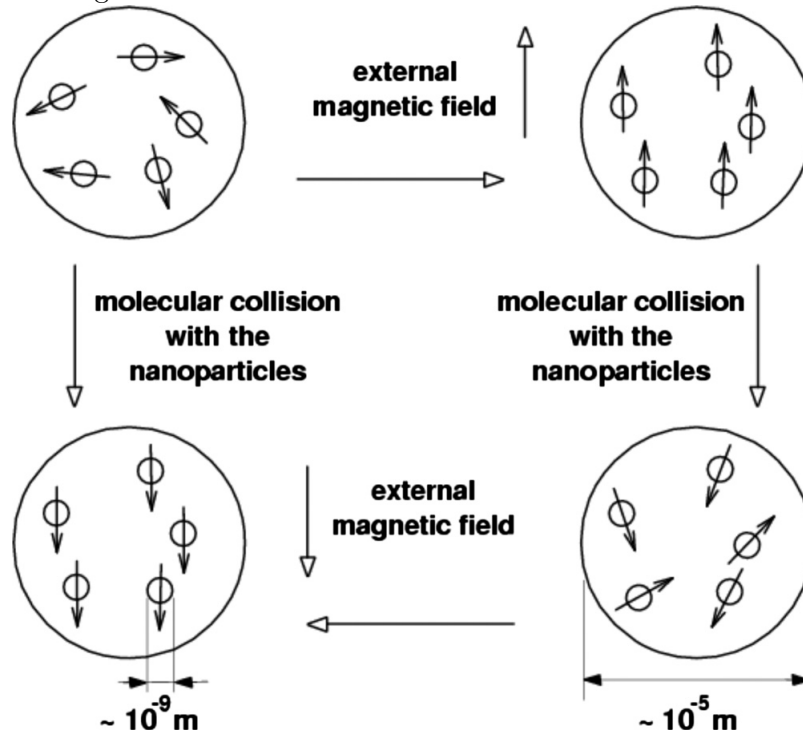
modelo (CRISTALDO; FACHINI, 2013b). Em ambos os trabalhos avaliados a condição de ambiente quase estacionário foi imposta, representando condições de ambiente de baixa pressão. A condição de aquecimento e vaporização em ambientes de alta pressão é analisada posteriormente por Cristaldo et al. (2015).

Até o momento a condição de alta potência magnética é imposta, como resultado é formado uma camada limite térmica próxima a superfície da gota, na fase líquida. Assim, a solução é obtida por um modelo de solução de camada limite térmica nas apropriadas escalas espaciais e temporais, trazendo como consequência a perda da geometria esférica do problema físico. A condição de alta potência magnética é um obstáculo para a reprodução do problema em laboratório. Dessa forma 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.

## 2.5 Aquecimento por relaxação magnética

Rosensweig (2002) desenvolveu relações analíticas e computacionais para a dissipação de energia em ferrofluidos. Uma sucinta descrição destas é apresentada nesta seção a fim de elucidar o presente trabalho.

Figura 2.3 - Representação esquemática do processo de aquecimento magnético aplicado a uma gota de ferrofluido.



Fonte: Fachini e Bakuzis (2010)

Um fator crucial para o aquecimento magnético é a potência de dissipação volumétrica  $P$ , 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 da primeira lei da termodinâmica para um sistema de massa específica constante e volume unitário  $dU = \delta Q + \delta W$ , onde  $U$  é a energia interna,  $Q$  o calor adicionado e  $W$  o trabalho magnético, pode desenvolver uma expressão para estimar a potência de dissipação volumétrica de nanopartículas sobre campo magnético alternado, Equação (2.1), em função de propriedades do campo magnético, de sua amplitude  $H_0^*$ , frequência  $f^*$  e do tempo de relaxação efetivo  $t_e^*$ .

$$P = \mu_0 \pi \chi_0^* H_0^{*2} f^* \frac{2\pi f^* t_e^*}{1 + (2\pi f^* t_e^*)^2} \quad (2.1)$$

Onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética,  $\chi_0$  é a suscetibilidade magnética considerada constante e o sobrescrito (\*) representa termos dimensionais.

A potência de dissipação volumétrica é forte dependente 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, devido as colisões entre partículas provocadas pelo movimento Browniano gerando calor por atrito. Já no mecanismo de relaxação de Néel as nanopartículas não acompanham a rotação de seus dipolos dentro de suas respectivas estruturas cristalinas, resultando na liberação de calor.

O tempo de relaxação efetivo é dado por:

$$\frac{1}{t_e^*} = \frac{1}{t_B^*(T^*)} + \frac{1}{t_N^*(T^*)} \quad (2.2)$$

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 na presente análise do aquecimento de gota. Assim o tempo de relaxação magnética efetivo é dado pelo tempo de relaxação Browniano,  $t_e^* = t_B^*(T^*)$  (CRISTALDO; FACHINI, 2013a).

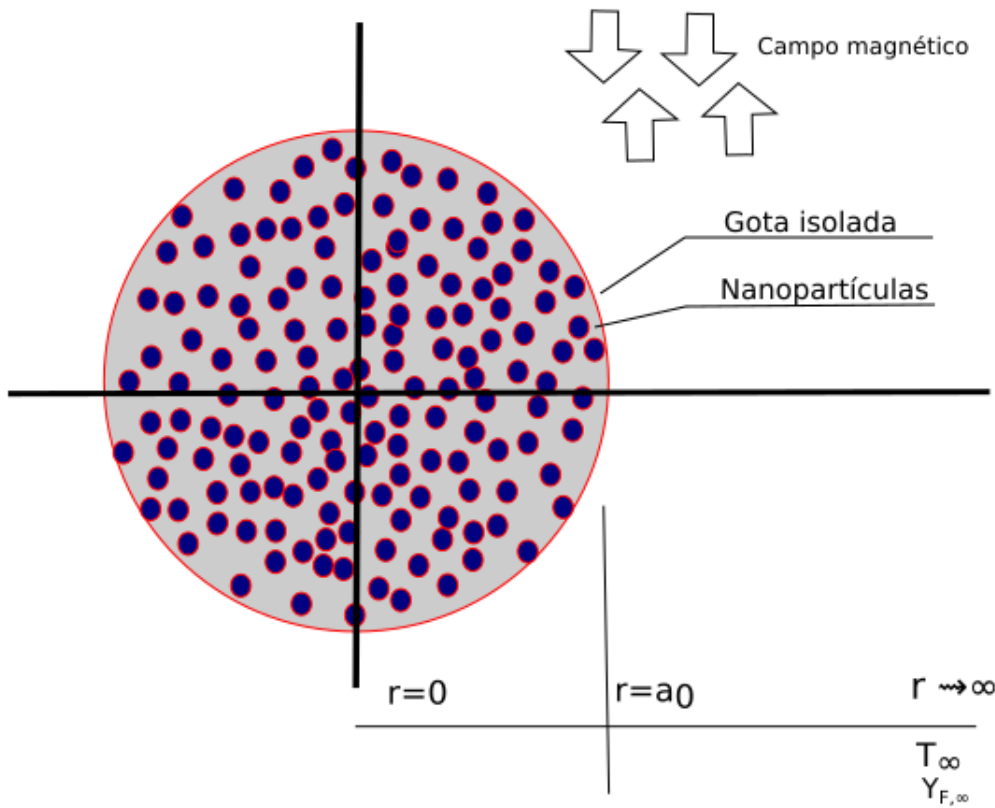
O tempo de relaxação Browniano é função da temperatura  $t_B^*(T^*) = 3\eta V_H^*/(\kappa T^*)$ , no qual  $\eta$  é a viscosidade do meio,  $V_H^*$  o volume hidrodinâmico da nanopartícula, e  $\kappa$  a constante de Boltzmann (ROSENSWEIG, 2013).



### 3 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

O problema de aquecimento e evaporação de uma gota líquida em ambiente quiescente possui simetria esférica, Figura (3.1), na qual o raio é a 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  $T_\infty$  e a fração mássica de vapor de combustível  $Y_{F,\infty}$  que a uma distância infinita da gota pode ser considerada nula.

Figura 3.1 - 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 gota difunde para o ambiente e a redução de massa da gota causa a diminuição de seu raio.

Para determinar o tempo de aquecimento, a taxa de vaporização e a distribuição de

temperatura no interior da gota em função do tempo, são necessárias pelo menos cinco equações:

- **Gota (fase líquida):** conservação de massa e energia
- **Gás ambiente (fase gasosa):** conservação de massa total, conservação da massa de espécies químicas da gota e conservação de energia.

Vale ressaltar que a metodologia de solução segue essencialmente a descrita por [Cristaldo e Fachini \(2013a\)](#), com a adaptação para manter a geometria esférica do problema físico.

### 3.1 Considerações

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 ocorre em regime permanente, em qualquer instante de tempo. Também devido ao fato das altas temperaturas associadas a combustão resultarem em massa específica relativamente baixas, a aproximação da fase gasosa com 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 por difusão ordinária, ou seja, devido ao gradiente de concentração de massa. Dessa forma a difusão de massa ocasionada pelos gradientes de temperatura (Soret) e de pressão são desprezados.

#### 3.1.1 Variáveis adimensionais

Utiliza-se como variáveis adimensionais o tempo, a coordenada radial, a temperatura, a massa específica do gás, a velocidade do gás, a fração mássica de combustível e o raio da gota, os quais são respectivamente:  $t \equiv t^*/t_c^*$ ,  $r \equiv r^*/a_0^*$ ,  $\theta \equiv T^*/T_b^*$ ,  $\rho_g \equiv \rho_g^*/\rho_\infty^*$ ,  $v \equiv v^*a_0^*/\alpha_\infty^*$ ,  $Y_F \equiv Y_F^*$ ,  $a \equiv a^*/a_0^*$ . Na qual o sobrescrito (\*) expressa que a grandeza está em sua forma dimensional, o subscrito  $b$  se refere ao instante de ebulição, o subscrito  $g$  representa a fase de gasosa, enquanto que o subscrito  $\infty$  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  $t_c^* \equiv (\rho_i^*/\rho_\infty^*)(a_0^{*2}/\alpha_\infty)$  é uma estimativa para o tempo de aquecimento da gota, no qual  $\alpha_\infty \equiv k_\infty/(\rho_\infty c_p^*)$ .

### 3.1.2 Propriedades de transporte

Considera-se para uma mistura binária (vapor combustível e gás ambiente) que os coeficientes de difusão vezes a massa específica  $\rho\mathcal{D}_{i,j}$ , viscosidade  $\mu_{i,j}$  e condutividade térmica  $k_{i,j}$  dependem da temperatura da forma  $T^{\frac{1}{2}}$ . Assim sendo, considera-se a condutividade gasosa adimensional como  $k_g = k_g^*/k_{g\infty}^* = \theta^{\frac{1}{2}}$ , a proporção de difusão  $\rho_g\mathcal{D}_F = \rho_g^*\mathcal{D}_F^*/\rho_\infty^*\mathcal{D}_F^* = \theta^{\frac{1}{2}}$  e o tempo de relaxação Browniano adimensional como  $t_B = t_B^*/t_{Bb}^* = 1/\theta$ .

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

## 3.2 Análise da fase líquida

Como enunciado anteriormente, a fase líquida pode ser avaliada pelos princípios de conservação de massa e de energia.

### 3.2.1 Conservação de massa

Por meio da conservação de massa nas fases líquidas e gasosa é possível inferir a vazão mássica ou taxa de vaporização da gota, e assim a variação do diâmetro da gota.

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

$$\frac{dm^*}{dt^*} = -\dot{m}_F^* \quad (3.1)$$

Sendo a massa da gota definida como  $m = \rho_l^*V^*$  e o seu volume dado por  $V^* = \frac{4\pi(a^*)^3}{3}$ , a Equação (3.1) em sua forma adimensional se torna:

$$\frac{da^2}{dt} = -2\frac{\lambda}{a} = -2\beta. \quad (3.2)$$

Onde  $\lambda(t) \equiv \dot{m}^*c_p/(4\pi k_\infty a_0)$  é a taxa de vaporização adimensional, enquanto  $\dot{m}^*$  é a taxa de vaporização dimensional. E conseqüentemente a variável  $\beta$  depende somente do tempo.

### 3.2.2 Conservação de energia

A equação de conservação de energia adimensional para a fase líquida, acrescida do termo fonte Equação (2.1), é dada por:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} - \frac{A}{r^2} \frac{\partial \theta}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) = P_m \frac{f^2 t_e(\theta)}{[f t_e(\theta)]^2 + 1}, \quad (3.3)$$

Na qual  $A \equiv c_p^* k_l^* / c_l^* k_\infty^*$ ,  $f = 2\pi f^* t_{eb}^*$  é a frequência adimensional,  $t_e(\theta) \equiv t_e^* / t_{eb}^* = 1/\theta$  (ROSENSWEIG, 2002) é o tempo de relaxação adimensional em função da temperatura e  $P_m$  representa o parâmetro magnético definido como:

$$P_m = \frac{\mu_0 \chi_0 H_0^2 / 2}{\rho_l^* c_l T_b^*} \frac{t_c^*}{t_{eb}^*} \quad (3.4)$$

### 3.2.3 Condições de contorno

As condições de contorno que caracterizam o perfil de temperatura da fase líquida no interior da gota é

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (3.5)$$

e na superfície da gota é dado por

$$a^2 \theta^n \left. \frac{\partial \theta}{\partial r} \right|_{a^+} = A a^2 \left. \frac{\partial \theta}{\partial r} \right|_{r=a^-} + \lambda L. \quad (3.6)$$

Na qual o calor latente de vaporização  $L^*$  adimensional é definido por  $L = L^* / (c_p T^*)$ .

## 3.3 Análise da fase gasosa

Nessa seção é apresentado uma descrição sucinta das equações que envolvem a fase gasosa.

### 3.3.1 Conservação de massa

A conservação de massa associada a um ponto no escoamento, em sua forma geral, é dada por:

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Taxa de aumento de massa por unidade de volume.}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \vec{V})}_{\text{Vazão mássica líquida por unidade de volume.}} = 0 \quad (3.7)$$

Para o sistema de coordenadas esféricas de 1-D a Equação (3.7) em sua forma adimensional se torna:

$$\epsilon \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_g v) = 0 \quad (3.8)$$

Notando que para o caso de baixa pressão  $\epsilon \equiv \frac{\rho_\infty^*}{\rho_i^*} \ll 1$  o termo de variação temporal é desprezado. Resolvendo a equação anterior tem-se que a taxa de vaporização adimensional é dada por:

$$r^2 \rho_g v = \lambda(t) \quad (3.9)$$

### 3.3.2 Conservação de massa das espécies químicas

A equação vetorial para o caso geral de conservação da massa da espécie de combustível é:

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho Y_F)}{\partial t}}_{\text{Taxa de aumento da massa de combustível por unidade de volume}} + \underbrace{\nabla \cdot \dot{m}_F''}_{\text{Vazão mássica associado a difusão molecular e ao escoamento por unidade de volume}} = \underbrace{\dot{m}_F'''}_{\text{Taxa de produção mássica por unidade de volume}} \quad (3.10)$$

Na qual o fluxo mássico do vapor de combustível ( $\dot{m}_F''$ ) para o caso de difusão ordinária em uma mistura binária é apresentado como:

$$\dot{m}_F'' = Y_F \dot{m}'' - \rho \mathcal{D} \nabla Y_F \quad (3.11)$$

Sendo  $Y_F$  a fração mássica e os termos  $Y_F \dot{m}''$  e  $\rho \mathcal{D} \frac{dY_F}{dx}$  representam os fluxos mássicos associados com o escoamento e com a difusão molecular, respectivamente. O fluxo de massa da mistura  $\dot{m}''$  é a soma dos fluxos de massa de todas as espécies (vapor de combustível e oxidante),  $\dot{m}'' = \sum \dot{m}_i'' = \sum (\rho Y_i v_i) = \rho \vec{V}$ .

Devido ao ambiente quase estacionário e não haver produção de massa, a Equação (3.10) assume a forma:

$$\frac{\lambda(t)}{r^2} \frac{\partial Y_F}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r^2 \theta^n}{Le_F} \frac{\partial Y_F}{\partial r} \right) \quad (3.12)$$

### 3.3.3 Conservação energia

A equação referente a conservação de energia associada a um ponto do escamento em sua forma vetorial é apresentada como:

$$\frac{\partial}{\partial t^*}(\rho_g^* c_p^* T^*) + \nabla(\rho_g^* c_p^* T^* \vec{V}) = \nabla(k_g^* \nabla T^*) + G \quad (3.13)$$

Na qual  $G$  é o termo que representa a presença de fontes na fase gasosa, como reação química.

Devido ao ambiente ser quase estacionário e não haver reação química, como também efeitos da radiação desprezados, a equação anterior pode ser escrita como:

$$\frac{\lambda(t)}{r^2} \frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \theta^n \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \quad (3.14)$$

### 3.3.4 Condições de contorno

As condições de contorno que satisfazem as equações de conservação da fase gasosa na superfície são dadas pela Equação (3.6) e por

$$-\frac{r^2 \theta^n}{Le} \frac{\partial Y_F}{\partial r} = \lambda(1 - Y_{F_s}), \quad \text{at } r = a^+, \quad (3.15)$$

como também na região afastada da gota temos

$$\theta = \theta_\infty, \quad \text{e } Y_F = 0 \quad \text{em } r \rightarrow \infty. \quad (3.16)$$

A fração mássica de vapor de combustível na superfície é dado pela equação de Clausius-Clapeyron  $Y_{F_s} = \exp[\gamma(1 - \theta_b/\theta_s)]$ , na qual  $\theta_s$  é a temperatura da superfície e  $\gamma \equiv L^* M_w / (R_g T_b^*)$ , com  $M_w$  e  $R_g$  sendo a massa molecular líquida e a constante universal dos gases, respectivamente.

As Equação (3.12) e (3.14) podem ser integradas considerando as condições de contorno dadas pelas Equação (3.6), (3.15) e (3.16), resultando no sistema de equações:

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} = \frac{\lambda(t)(\theta - \theta_s + L) + Q^-}{r^2 \theta^n}, \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial Y_F}{\partial r} = -\frac{\lambda(t)(1 - Y_F)L_F}{r^2 \theta^n} \quad (3.18)$$

No qual  $Q^- \equiv Aa^2(\partial\theta/\partial r)_{r=a^-}$  é o fluxo de calor da superfície para o interior da gota.

As equações da fase líquida e gasosa são solucionadas numericamente.

### 3.4 Metodologia numérica

A solução numérica para as Eqs. (3.17) e (3.18) são obtidas por meio do método *shooting* de integração, seguindo os passos de [Cristaldo e Fachini \(2013a\)](#) que consistem em:

- a) Primeiramente a Equação (3.3) é integrada do centro da gota até a superfície por meio de valores arbitrários de temperatura e taxa de vaporização na superfície,  $\theta_s$  e  $\lambda$ , resultado em uma estimativa para  $Q^-$ .
- b) Posteriormente as equações da fase gasosa (Equação 3.17 e 3.18) são integradas da superfície até a região afastada da gota.
- c) É verificado se as condições de contorno ao longe ( $\theta_\infty$  e  $Y_\infty$ ) são satisfeitas, caso não uma nova estimativa é obtida pelo método de Newton-Raphson.
- d) O processo se repete até que as condição da região afastada da gota sejam satisfeitas.

## 4 RESULTADOS

Os resultados apresentados são referentes a uma gota de combustível de n-heptano sob repouso em uma atmosfera de 2200K. O número de Lewis do combustível é considerado unitário, sendo as propriedades do n-heptano, fase gasosa (ar), nanopartículas e do campo magnético apresentadas nas Tabelas (4.1) e (4.2).

Tabela 4.1 - Propriedades constantes

Fase líquida		Fase gasosa	
$\rho_l$	1100 $g/m^3$	$\rho_\infty b$	680640 $g/m^3$
$c_l$	2,2359 $J/(g.K)$	$c_\infty b$	1 $J/(g.K)$
$k_l$	316,76 $J/(m.s.K)$	$k_\infty b$	0,025 $J/(m.s.K)$
$T_b^*$	371 $K$	$T_\infty^*$	2200 $K$
$L^*$	329,57 $J/g$		

Tabela 4.2 - Propriedades constantes das nanopartículas e do campo magnético

Nanopartículas		Campo magnético	
$a_0$	$10^{-9} m$	$Md$	425000 $A/m$
$\phi$	0,07	$B_o$	0,7 $T$

Em um primeiro momento os resultados para o caso de aquecimento e vaporização de gota do presente trabalho, denominado de solução completa (*CS*) pois mantém a geometria esférica do problema físico, é comparado com os resultados do modelo de camada limite térmica (*BLS*) de [Cristaldo e Fachini \(2013a\)](#). A temperatura da superfície da gota e a taxa de vaporização em função do tempo para os dois modelos são mostradas nas Figuras (4.1) e (4.2).

Percebe-se na Figura (4.1) que a temperatura da superfície da gota  $\theta_s$  é inferior no modelo *BLS* em comparação com o modelo *CS*. Dessa forma os efeitos geométricos para alta potência magnética,  $P_M = 100$ , ainda são significativos. Devido a isso espera-se também uma taxa de vaporização  $\lambda$  inferior no modelo *BLS*, como mostra a Figura (4.2), o que demonstra que os efeitos geométricos são importantes na superfície da gota. Embora os dois casos apresentem resultados semelhantes, espera-se que para campos magnéticos de maior potência essa diferença diminua.

A Figura (4.3) apresenta o perfil de temperatura no interior da gota no momento em que ocorre a ebulição, em qualquer ponto da gota. Constatando que quanto maior



Figura 4.1 - Temperatura da superfície da gota em função do tempo.

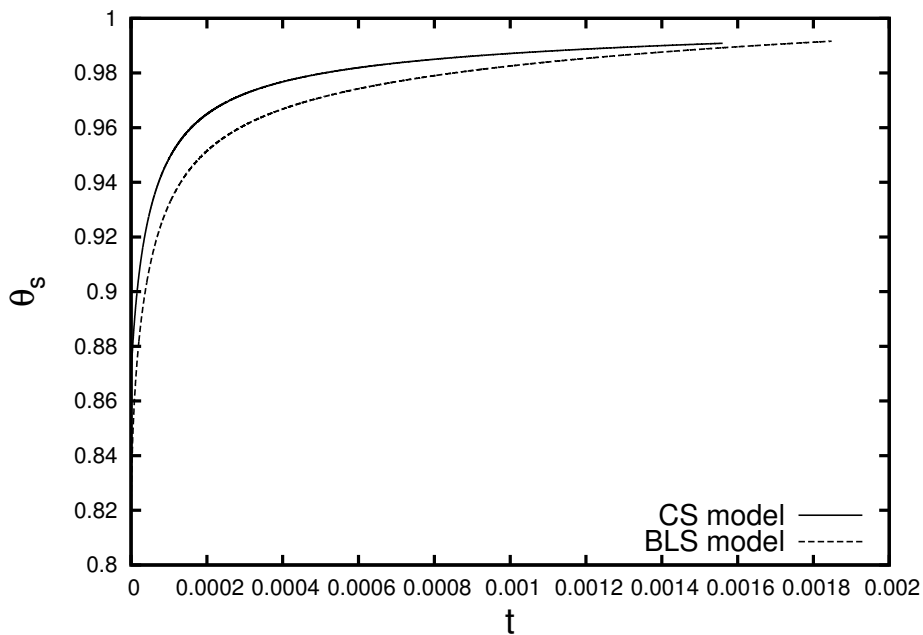
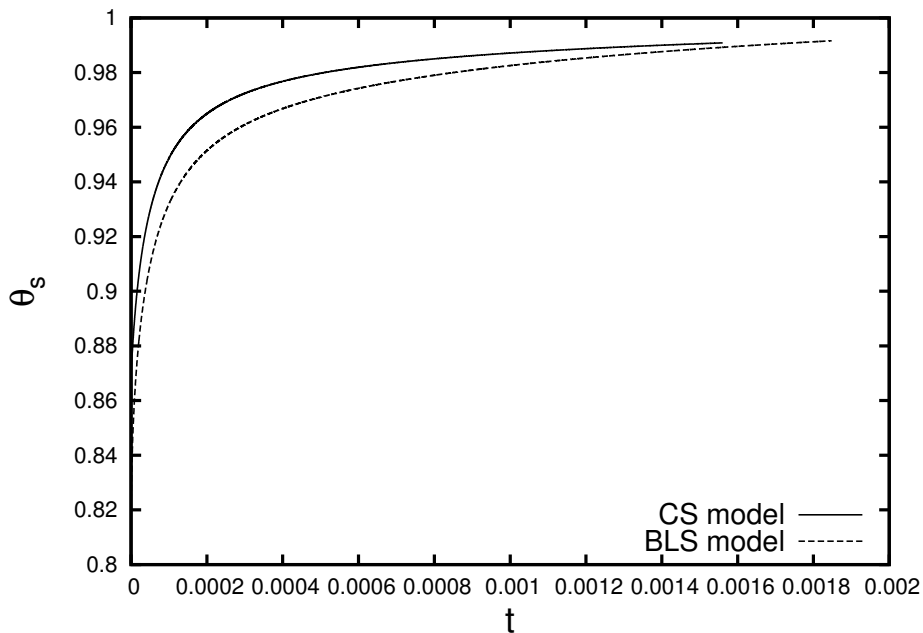


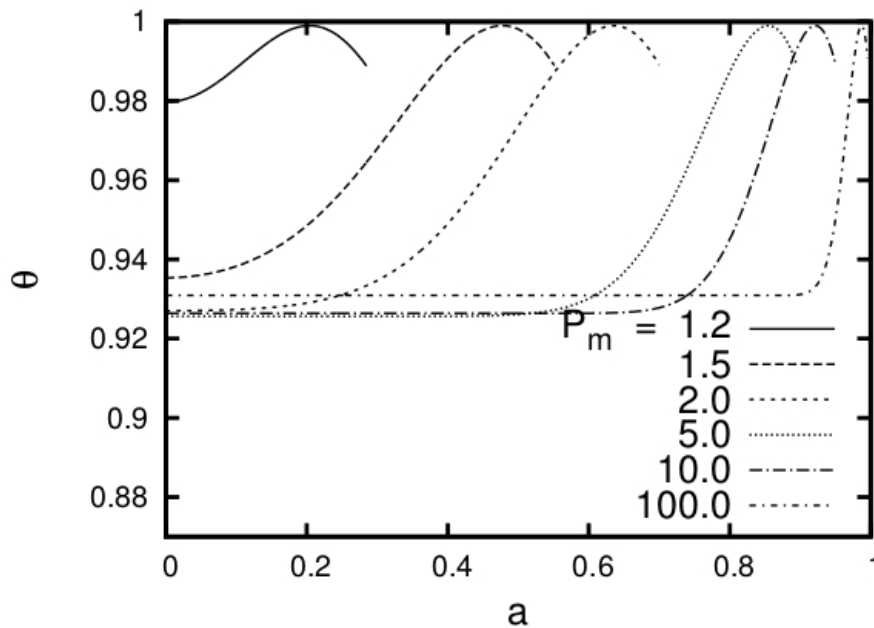
Figura 4.2 - Taxa de vaporização em função do tempo.



for a potência do campo magnético maior será a redução no tempo de aquecimento (tempo de ebulição) e assim a temperatura de ebulição é alcançada com um raio maior. Nesse caso o tempo de vaporização é menor podendo chegar a provocar uma

diminuição desconsiderável do raio da gota, como no caso de  $P_m = 100$ . Embora parte da gota possua baixa temperatura, a condição de ebulição em seu interior pode sugerir micro-explosão e assim particionar a gota em outras menores, acelerando seu o processo de vaporização.

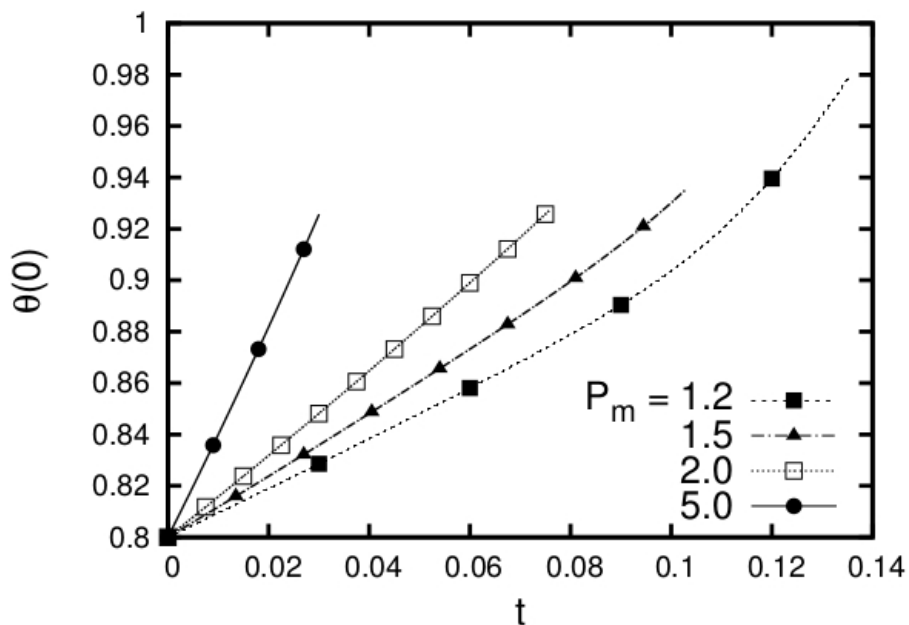
Figura 4.3 - Perfil de temperatura no interior da gota no momento em que ocorre a ebulição.



Na Figura (4.3) também percebe-se um aumento da temperatura no núcleo da gota com a diminuição do parâmetro magnético  $P_m$ . Esse aumento de temperatura do interior da gota também está associado ao tempo de aquecimento, mostrando que para  $P_m < 1,5$  o fluxo de calor do ambiente tem tempo suficiente para aquecer o núcleo da gota, antes que o ponto de ebulição seja atingido. Este aumento de temperatura pode ser melhor visualizado na Figura (4.4), na qual percebe-se que para  $P_m > 1,5$  o aquecimento magnético é o processo predominante, pois a temperatura no núcleo da gota varia linearmente com o tempo. Além disso, para  $1,5 < P_m < 100$  a temperatura final no núcleo da gota é praticamente a mesma.

A evolução da constante de vaporização  $\beta = \lambda/a$  com o tempo é apresentada na Figura (4.5), na qual como esperado nota-se um rápido aumento de  $\beta$  até atingir um valor constante. Esse valor constante é responsável pelo decréscimo linear do diâmetro ao quadrado da gota com o tempo, lei- $D^2$ . No entanto percebe-se um

Figura 4.4 - Temperatura do núcleo da gota em função do tempo.



aumento no valor final de  $\beta$  com o aumento do  $P_m$ .

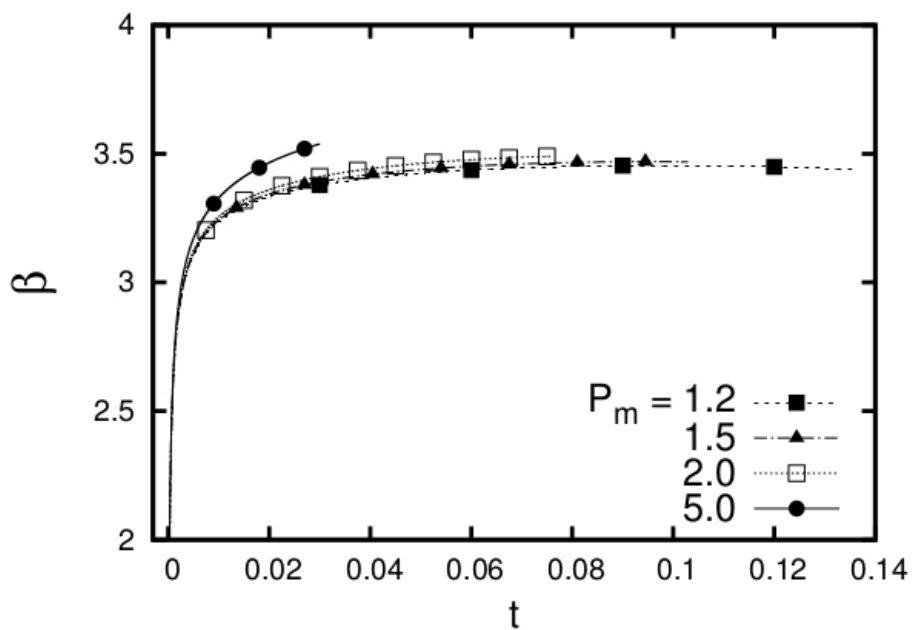


Figura 4.5 - Taxa de vaporização  $\beta$  em função do tempo.

Os presentes resultados foram apresentados no VII Salão Internacional de Ensino,

Pesquisa e Extensão da Universidade Federal do Pampa, assim como também no Congresso Internacional de Engenharia Mecânica COBEM 2015.

## 5 CONCLUSÃO E PRÓXIMOS PASSOS

Com a presente pesquisa foi possível compreender os princípios básicos que tangem o fenômeno de combustão, em especial os processos de aquecimento e vaporização de gotas, sendo esses pré-requisitos no entendimento de fenômenos mais complexos da combustão difusiva. Avaliou-se o aquecimento e vaporização de uma gota esférica de ferro fluido, sob campos magnéticos de diferentes magnitudes de potência, alta e baixa, como também foi comparado os resultados para alta potência de campo magnético com os encontrados pelo modelo já existente de camada limite térmica.

Os resultados indicam que a perda da geometria esférica no modelo de camada limite térmica é considerável para parâmetro magnético  $P_m = 100$ , como também que a influencia do aquecimento magnético aumenta significativamente com o aumento do  $P_m$ . O principal resultado é a redução do tempo de aquecimento, sendo que esta redução é mais significativa a medida que o  $P_m$  aumenta. Para  $P_m > 1,5$  o núcleo da gota é praticamente aquecido pelo processo de aquecimento magnético, visto que o fluxo de calor do ambiente não tem tempo suficiente para elevar a temperatura do interior da gota.

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 ao presente modelo não permitir prever o que ocorre após atingir a temperatura de ebulição, como trabalhos futuros deseja-se avaliar fatores que propiciem atingir esta temperatura no interior da gota, como o caso de um pico de temperatura no instante inicial de aquecimento. Também deseja-se aprofundar o estudo quanto aos modelos clássicos de combustão de gotas, analisar e aprimorar o presente modelo como também fazer uma análise mais profunda dos efeitos de campo magnético de baixa potência no aquecimento de gotas de combustível.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BASHA, J. S.; ANAND, R. B. An experimental study in a ci engine using nanoadditive blende water-diesel emulsion fuel. **International Journal of Green Energy**, v. 8, 2011. 6
- BIROUK, M.; GÖKALP, I. **Current status of droplet evaporation in turbulent flows**. 2006. 408–423 p. 4
- 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. 6
- 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. 4
- CHOL, S. Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles. **ASME-Publications-Fed**, ASME, v. 231, p. 99–106, 1995. 6
- CRISTALDO, C. F.; FACHINI, F. F. Analysis of ferrofluid droplet combustion under very large magnetic power. **Combustion and Flame**, v. 160, p. 1458, 2013b. 8
- 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. 1, 8
- 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. 1, 8, 10, 12, 17, 18
- FACHINI, F. F.; BAKUZIS, a. F. Decreasing nanofluid droplet heating time with alternating magnetic fields. **Journal of Applied Physics**, v. 108, p. 084309, 2010. 1, 8
- 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. 5

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. 6, 7

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>>. 7

ROSENSWEIG, R. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 252, p. 370, 2002. 1, 5, 7, 9, 14

ROSENSWEIG, R. E. **Ferrohydrodynamics**. [S.l.]: Courier Corporation, 2013. 10

SIRIGNANO, W. a.; EDWARDS, C. F. **Fluid Dynamics and Transport of Droplets and Sprays**. [S.l.: s.n.], 2000. 189 p. ISSN 00982202. ISBN 9780521884891. 5

SPALDING, D. B. The combustion of liquid fuels. In: ELSEVIER. **Symposium (international) on combustion**. [S.l.], 1953. v. 4, n. 1, p. 847–864. 5

URNS, S. R. **Introdução à Combustão-: Conceitos e Aplicações**. [S.l.]: AMGH Editora, 2013. 3, 12

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. 6

WARNATZ, J.; MAAS, U.; DIBBLE, R. W.; WARNATZ, J. **Combustion**. [S.l.]: Springer, 2001. 3, 4

WONG, K. V.; De Leon, O. **Applications of nanofluids: Current and future**. 2010. 5, 6, 7

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. 7