

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

CARLOS EDUARDO BRASIL DE MENDONÇA ROCHA

Modelagem do fluxo de calor para impacto de gotas em superfície  
aquecidas

São Carlos  
2025



**CARLOS EDUARDO BRASIL DE MENDONÇA ROCHA**

**Modelagem do fluxo de calor para impacto de gotas em superfícies aquecidas**

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao Curso de Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Engenheiro Mecânico.

Orientador: Prof. Dr. Arthur Vieira da Silva Oliveira

Versão Final

São Carlos  
2025

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO,  
POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS  
DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes da  
EESC/USP com os dados inseridos pelo(a) autor(a).

R672m      Rocha, Carlos Eduardo brasil de Mendonça  
                Modelagem do fluxo de calor para impacto de gotas  
                em superfície aquecidas / Carlos Eduardo brasil de  
                Mendonça Rocha; orientador Arthur Viera da Silva  
                Oliveira. São Carlos, 2025.

Monografia (Graduação em Engenharia Mecânica) --  
Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de  
São Paulo, 2025.

1. Gotas. 2. Impacto. 3. Fluxo de Calor . 4.  
Sprays. I. Título.

## FOLHA DE AVALIAÇÃO

**Candidato:** Carlos Eduardo Brasil de Mendonça Rocha - 11819657

**Título:** Modelagem do fluxo de calor para impacto de gotas em superfície aquecidas

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à  
Escola de Engenharia de São Carlos da  
Universidade de São Paulo  
Curso de Engenharia Mecânica.

### BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Arthur V. S. Oliveira  
(Orientador)

Nota atribuída: 10 (dez pontos)

Prof. Dr. Luben Cabezas Gómez

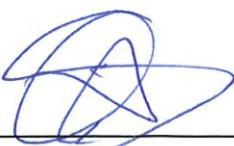
Nota atribuída: 10 (dez pontos)

Doutorando Victor Eduardo Corte  
Baptistella

Nota atribuída: 10 (dez pontos)

Média: 10 (dez pontos)

Resultado: APROVADO

  
\_\_\_\_\_  
Assinatura do Presidente da Banca

Data: 13/12/2024.

Este trabalho tem condições de ser hospedado no Portal Digital da Biblioteca da EESC

SIM  NÃO  Visto do orientador: \_\_\_\_\_





## **AGRADECIMENTOS**

Gostaria de agradecer inicialmente à minha família, em especial aos meus pais, Eduardo e Fabiane, por me amarem, guiarem e me darem todo o suporte e apoio desde minha escolha de sair tão cedo de casa para ir a outro estado em busca de uma melhor formação educacional no ensino médio até hoje, no início da minha vida profissional. Sem eles, eu não teria conseguido ingressar no curso de Engenharia Mecânica na Escola de Engenharia de São Carlos, e muito menos estar realizando este trabalho para finalizar meu curso. Agradeço à minha irmã Christine, por ser uma das constantes em minha vida, sempre me apoiando e aconselhando nos momentos importantes.

Agradeço ao meu professor orientador, Arthur Oliveira, por me ensinar, guiar e apoiar nesses mais de dois anos de trabalho em conjunto, que resultaram em duas iniciações científicas, um BEPE, um trabalho de conclusão de curso, entre outros projetos. O trabalho desenvolvido com ele foi essencial para meu crescimento acadêmico e profissional. Agradeço ao engenheiro Jorge, por me oferecer suporte e conhecimentos essenciais para todos os meus trabalhos experimentais, que são a base das minhas pesquisas. Agradeço ao Álvaro e ao João pela ajuda na realização dos experimentos e na análise e tratamento dos dados. Agradeço também aos demais membros do meu grupo de pesquisa GOTAS (Group of Optical Techniques Applications in Sprays) por criarem um ambiente de trabalho seguro, confortável e profissional, que já fornece e continuará fornecendo pesquisas de alto nível.

Agradeço à ABCM pelo financiamento da minha primeira iniciação científica, e à FAPESP pelo financiamento da minha segunda iniciação científica (processo N° 2023/03243-3), do projeto Jovem Pesquisador (processo N° 2021/01897-0) e do BEPE (processo N° 2023/14469-2). Os projetos viabilizados por esses financiamentos foram essenciais para este trabalho de conclusão de curso.



## RESUMO

Rocha, C. E. B. M. **Modelagem do fluxo de calor para impacto de gotas em superfície aquecidas**. 2025. 72p. Monografia (Trabalho de Conclusão de Curso) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2025.

O resfriamento por spray é um processo amplamente utilizado em diversas áreas da engenharia, como processos metalúrgicos, motores de combustão interna, resfriamento de componentes eletrônicos, entre outros. Porém, o estudo dos fenômenos que ocorrem durante a aplicação de um spray sobre uma superfície aquecida é muito dificultado devido tanto às características caóticas inerentes ao sistema composto pelas gotas no interior do spray quanto pela complexidade presente na interação entre as gotas e a superfície. Nesse sentido, muitos dos estudos e trabalhos nessa área focam mais na compreensão de como os parâmetros globais do spray, como fluxo mássico, geometria do cone de fluido e propriedades médias das gotas, influenciam na capacidade de resfriamento do spray. Mesmo quando se foca apenas no impacto de uma gota com a superfície, o estudo da dinâmica do impacto ainda é dificultado devido à grande influência dos parâmetros envolvidos no experimento, como temperatura de parede, velocidade de impacto, tamanho da gota, acabamento da superfície, entre outros. Com isso em mente, o presente trabalho realizou experimentos de impacto de uma gota isolada, para temperaturas de superfície entre 120 e 700 °C e número de Weber associado ao impacto entre 4 e 330. A partir das análises dos resultados obtidos nesses testes e de informações presentes na literatura, foi desenvolvido um modelo de fluxo de calor que representa o que é enxergado termicamente pela superfície impactada. O modelo de fluxo utiliza-se de alguns parâmetros experimentais, como energia dissipada, tempo de residência e área limite de atuação do fluxo, além de alguns parâmetros de ajuste, que servem para adequar melhor o modelo ao fluxo real.

Palavras-chave: Gotas, Impacto, Fluxo de Calor, Sprays.



## ABSTRACT

Rocha, C. E. B. M. **Modeling Heat Flux for Droplet Impact on Heated Surfaces.** 2025. 72p. Bachelor's Thesis (Course Conclusion Paper) – São Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, 2025.

Spray cooling is a widely used process in various fields of engineering, including metallurgical processes, internal combustion engines, electronic component cooling, and more. However, studying the phenomena occurring during the application of a spray on a heated surface is highly challenging due to the chaotic characteristics inherent to the system formed by droplets within the spray, as well as the complexity of droplet-surface interactions. Consequently, many studies and works in this field focus more on understanding how the global parameters of the spray, such as mass flow rate, fluid cone geometry, and average droplet properties, influence the cooling capacity of the spray. Even when focusing solely on the impact of a single droplet on the surface, studying the impact dynamics remains difficult due to the strong influence of experimental parameters, such as wall temperature, impact velocity, droplet size, surface finish, and others. With this in mind, the present study conducted experiments on the impact of an isolated droplet, for surface temperatures between 120 and 700 °C and Weber numbers associated with the impact between 4 and 330. Based on the analysis of results obtained in these tests and information from the literature, a heat flux model was developed to represent the thermal perspective seen by the impacted surface. The heat flux model employs certain experimental parameters, such as dissipated energy, residence time, and the boundary area of the flux, as well as some fitting parameters to better align the model with the actual heat flux.

Keywords: Droplet, Impact, Heat Flux Sprays



## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Exemplos de aplicações de resfriamento por spray . . . . .	19
Figura 2 – Categorias de spray. . . . .	22
Figura 3 – Curva de ebulação (a) e de têmpera (b), com os regimes de troca de calor. . . . .	26
Figura 4 – Diagrama ilustrativo da diferença entre a inscrição da área do filme e a área de impacto do spray. . . . .	27
Figura 5 – Padrões de Espalhamento da gota durante o Impacto. . . . .	30
Figura 6 – Interação entre a Gota e a superfície: a) Esquema de um possível contato líquido com uma saliência de superfície quente; b) uma região de evaporação intensiva em grande escala. . . . .	31
Figura 7 – Série de imagens de vista lateral e inferior da gota de etanol colidindo com uma parede aquecida para $We = 481$ para diferentes temperaturas. . . . .	32
Figura 8 – Regimes de ebulação associados ao impacto de gotas de água e FC-72 com uma parede aquecida. . . . .	33
Figura 9 – Mapeamento dos diferentes regimes de impacto em um diagrama de $T^* - K$ . . . . .	34
Figura 10 – Mecanismo de troca de calor proposto por Guo e Mishima (2002). . . . .	35
Figura 11 – Deformação da gota durante o impacto proposta por Guo e Mishima (2002). . . . .	36
Figura 12 – Modelagem do Impacto proposto por Lelong et al. (2010). . . . .	37
Figura 13 – Modelagem massa-mola do impacto da gota proposto por Gradeck et al. (2013). . . . .	37
Figura 14 – Modelo unidimensional proposto por Breitenbach, Roisman e Tropea (2017). . . . .	40
Figura 15 – Dados experimentais do tempo de contato adimensional para diferentes números de Reynolds de impacto. . . . .	41
Figura 16 – Desenho esquemático da bancada experimental: 1) seção de testes; 2) contatos elétricos; 3) fonte de alimentação; 4) agulha; 5) câmera no infravermelho; 6) espelho infravermelho; 7) Termopar. . . . .	43
Figura 17 – Exemplo de imagens obtidas durante o tratamento de dados: a) Imagem crua fornecida pela câmera com dados e nível digital; b) Imagem fornecida pelo código de tratamento com dados em $^{\circ}\text{C}$ ; . . . . .	45
Figura 18 – Exemplo de imagem mostrando de forma binaria a região de impacto da gota. . . . .	46
Figura 19 – Exemplo do ajuste feito pela lei de Planck para calibração do de um teste com temperatura inicial de parede igual a $450\ ^{\circ}\text{C}$ . . . . .	48
Figura 20 – Exemplo de imagens obtidas para o experimento com temperatura de parede inicial $350\ ^{\circ}\text{C}$ e $We = 60$ . . . . .	49
Figura 21 – Valores de efetividade para os experimentos realizados: a) Em função da temperatura da superfície no início no impacto; b) Em função do número de Weber de impacto: . . . . .	50
Figura 22 – Pico máximo de fluxo de calor. . . . .	51

Figura 23 – Raio $R_{flux}$ da área termicamente afetada durante o impacto da gota a) Em função da temperatura da superfície no início no impacto; b) Em função do número de Weber de impacto; . . . . .	52
Figura 24 – Esquemático do problema transferência de calor. . . . .	53
Figura 25 – Resultados experimentais de impacto de gota única em superfície aquecida (ROCHA; OLIVEIRA, 2023). a) Exemplo de fluxo de calor estimado 18 ms depois do impacto; b) perfil estimado do fluxo de calor no centro da posição de impacto na direção $x$ ; c) evolução do fluxo de calor no centro da região de impacto. . . . .	55
Figura 26 – Fluxo de calor para temperatura de parede inicial de 700 °C e $We = 60$ : a) Distribuição do fluxo ao longo de uma linha vertical passando pelo centro da região de impacto; b) Comportamento no tempo do fluxo no centro da região de impacto. . . . .	55
Figura 27 – Resultados experimentais de impacto de gota única em superfície aquecida (ROCHA; OLIVEIRA, 2023). a) Exemplo de fluxo de calor estimado 18 ms depois do impacto; b) perfil estimado do fluxo de calor no centro da posição de impacto na direção $x$ ; c) evolução do fluxo de calor no centro da região de impacto. . . . .	61
Figura 28 – Comparação dos modelos criados com diferentes parâmetros de entrada. . .	62
Figura 29 – Fluxo de calor ao longo do tempo para um impacto de uma gota para uma temperatura de parede inicial de 515 °C e $We = 20$ . . . . .	63
Figura 30 – Temperatura de superfície ao longo do tempo para um impacto de uma gota para uma temperatura de parede inicial de 515 °C e $We = 20$ . . . . .	63

## **LISTA DE TABELAS**

Tabela 1 – Tabela de diâmetros médios. . . . .	23
Tabela 2 – Parâmetros gerais para água como fluido utilizado nas condições experimentais dos nossos experimentos . . . . .	59
Tabela 3 – Parâmetros experimentais para construção do fluxo. . . . .	61
Tabela 4 – Comparação do modelo com diferentes parâmetros de entrada . . . . .	62



## LISTA DE SÍMBOLOS

$d$	Diâmetro – [mm]
$d_{32}$	Diâmetro médio Sauter – [mm]
$u$	Velocidade – [m/s]
$V_n$	Velocidade Normal à Parede – [m/s]
$Q''$	Fluxo Volumétrico – [m/s]
$T$	Temperatura – [°C]
$T_{spin}$	Temperatura spinodal – [°C]
$T_{sat}$	Temperatura de saturação – [°C]
$\mu$	Viscosidade Dinâmica – [Pa s]
$\rho$	Densidade do Vapor – [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Tensão superficial – [mN/m]
$\Delta P$	Diferença de Pressão – [Pa]
$We$	Número de Weber – [-]
$Re$	Número de Reynolds – [-]
$Pr$	Número de Prandtl – [-]
$Nu$	Número de Nusselt – [-]
$Oh$	Número de Ohnesorge – [-]
$K$	Número de Mundo – [-]
$h$	Coeficiente de transferência de calor – [W/m <sup>2</sup> K]
$c_p$	Calor específico – [J/kgK]
$h_{lv}$	Calor latente de vaporização – [kJ/kg]
$\delta$	Espessura do filme - [m]
$\lambda$	Condutividade Térmica - [W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$t_R$	Tempo de residência - [s]

$\eta$	Constante de amortecimento - [-]
$k$	Constante elástica - [N/m]
$\omega_0$	Frequência Natural - [Hz]
$\omega_1$	Frequência Amortecida - [Hz]
$r_d$	Fator de Amortecimento - [-]
$g$	Constante de Gravidade - [m/s]
$m$	Massa - [Kg]
$R_{flux}$	Raio do Fluxo - [m]
$\epsilon$	Efetividade - [-]
$t_{peak}$	Tempo até o pico - [s]
$\tau$	Constante de tempo - [s]
$R$	Raio - [m]
$f_t$	Fator do tempo - [-]
$f_s$	Fator do espaço - [-]

### Subscritos

$o$	Orifício de saída do spray
$w$	Parede de impacto
$l$	Líquido
$s$	Vapor
$v$	Spray
$d$	Gota
$m$	Valor médio
$ld$	Leidenfrost
$b$	Base de vapor

## SUMÁRIO

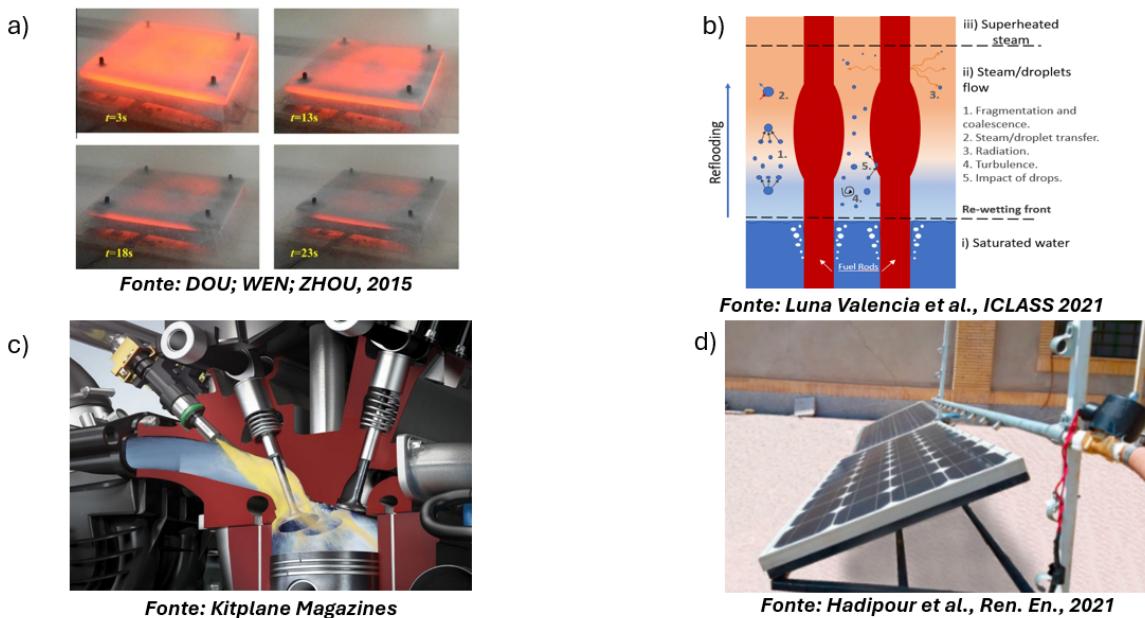
<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO . . . . .</b>	<b>19</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA . . . . .</b>	<b>21</b>
<b>2.1</b>	<b>Resfriamento por spray (<i>spray cooling</i>) . . . . .</b>	<b>21</b>
2.1.1	Parâmetros Hidrodinâmicos do Spray . . . . .	21
2.1.2	Regimes de Transferência de Calor . . . . .	26
<b>2.2</b>	<b>Temperatura de Leidenfrost . . . . .</b>	<b>29</b>
<b>2.3</b>	<b>Impacto de gota única (<i>single droplet</i>) . . . . .</b>	<b>31</b>
2.3.1	Modelos de impacto para gotas isoladas . . . . .	34
<b>3</b>	<b>EXPERIMENTO DE IMPACTO DE GOTAS ISOLADAS . . . . .</b>	<b>43</b>
<b>3.1</b>	<b>Metodologia . . . . .</b>	<b>43</b>
3.1.1	Bancada Experimental . . . . .	43
3.1.2	Condições e protocolo experimentais . . . . .	44
3.1.3	Tratamento dos dados . . . . .	45
3.1.4	Análise de incertezas . . . . .	47
<b>3.2</b>	<b>Resultados . . . . .</b>	<b>48</b>
<b>4</b>	<b>MODELO DE FLUXO DE CALOR . . . . .</b>	<b>53</b>
<b>4.1</b>	<b>Metodologia e desenvolvimento . . . . .</b>	<b>53</b>
<b>4.2</b>	<b>Resultados e discussões . . . . .</b>	<b>60</b>
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>65</b>
	<b>BIBLIOGRAFIA . . . . .</b>	<b>67</b>



## 1 INTRODUÇÃO

O resfriamento por spray é um processo amplamente utilizado em diversas áreas da engenharia. Por exemplo, em processos metalúrgicos, a refrigeração controlada e uniforme de componentes metálicos, como chapas, cilindros e outras geometrias complexas, é de extrema importância para garantir a qualidade dimensional e do material (LIANG; MUDAWAR, 2017c; DOU; WEN; ZHOU, 2015). Para ilustração, a Fig. 1a apresenta imagens de um ensaio realizado por Dou, Wen e Zhou (2015) de uma placa de aço inoxidável inicialmente a uma temperatura próxima de 900 °C resfriada por spray de água com uma pressão de 0,7 MPa. Outro exemplo é a refrigeração de combustível nuclear em núcleos de reatores, ilustrada na Fig. 1b, especialmente durante um hipotético acidente de perda de refrigerante primário (LOCA) (OLIVEIRA et al., 2020), onde a rápida inundação do reator gera um escoamento de vapor e gotas, criando um comportamento similar ao spray. Há também a injeção de combustível em motores de combustão interna, mostrada na Fig. 1c. Nesse caso, o objetivo principal não é resfriar componentes, mas entender como o impacto das gotas promove o resfriamento da parede do cilindro, causando a adesão de líquido na superfície, o que dificulta a combustão e aumenta a emissão de gases poluentes e particulados (STEVENS; STEEPER, 2001). Outros exemplos, como o resfriamento de componentes eletrônicos ou o uso em sistemas de energia solar, como mostrado na Fig. 1d, também utilizam sprays em processos não-isotérmicos. Nesse contexto, o estudo e a compreensão do comportamento do spray durante o impacto em superfícies aquecidas tornam-se muito significativos.

Figura 1 – Exemplos de aplicações de resfriamento por spray



Fonte: Compilado pelo autor

Ao revisar a literatura sobre o tema, tanto estudos mais antigos (KIM, 2007) quanto mais

recentes (LIANG; MUDAWAR, 2017b) concordam que a maioria das pesquisas se concentra em análises globais dos efeitos de vários parâmetros envolvidos, como o fluxo mássico, diâmetro médio das gotas, temperatura da parede, rugosidade da parede, entre outros. No entanto, alguns estudos buscam ir além dessas análises globais e investigar fenômenos mais fundamentais dentro do resfriamento por spray, como o impacto de uma única gota em uma superfície aquecida. Esses estudos de gotas isoladas examinam o comportamento das gotas e seu efeito térmico na superfície impactada, alterando, assim, a temperatura da parede e as condições de impacto, como a velocidade de impacto (LIANG; MUDAWAR, 2017a). Além disso, exploram diversos materiais e condições de superfície (MISYURA, 2017), incluindo a estruturação da superfície (TRAN et al., 2013), por exemplo.

O objetivo principal de se aprofundar na compreensão do comportamento das gotas durante seu impacto continua, em geral, sendo aplicar esse conhecimento aos sprays. No entanto, devido à natureza estocástica dos sprays, surgem desafios ao tentar trabalhar com as gotas individuais que os constituem e realizar uma aplicação direta dos estudos já realizados para o impacto de gotas isoladas. Entre os complicadores dessa integração entre estudos de sprays e de gotas, podem ser citados: o grande número de gotas interagindo entre si antes, durante e após o impacto com a parede; a ampla variedade de regimes de impacto e a falta de consenso entre os pesquisadores quanto à forma mais eficiente de dividir esses regimes; e a falta de modelos e ferramentas que descrevam de forma relativamente, simples, porém significativa, o impacto da gota em diferentes condições experimentais, como o número de Weber e o tamanho da gota.

Entre os problemas citados, a interação entre gotas e a grande variedade de regimes de impacto podem ser contornados restringindo algumas características do spray em estudo para focar nas principais condições presentes nos usos em engenharia. Por exemplo, como a maioria dos processos que utilizam sprays ocorre em altas temperaturas, restringir o estudo ao regime de Leidenfrost — em que não há contato entre a gota e a superfície devido à formação de uma camada de vapor entre elas — e aos sprays diluídos, que possuem baixa densidade de gotas, apresenta-se como uma hipótese razoável, como será discutido na revisão bibliográfica a seguir. Dessa forma, o objetivo deste trabalho é desenvolver uma forma de descrever o fluxo de calor gerado durante o impacto de uma gota, a partir da análise de trabalhos presentes na literatura e de experimentos realizados pelo aluno, de modo a recriar a influência da gota na superfície por meio de alguns parâmetros recorrentes nos estudos do tema, como valores de efetividade, número de Weber do impacto, entre outros.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Resfriamento por spray (*spray cooling*)

O resfriamento por spray (*spray cooling*) é uma área de estudo de grande relevância devido à sua alta aplicabilidade em projetos de engenharia. Dessa forma, a literatura sobre esse fenômeno é extensa, contendo diversas informações amplamente aceitas pela comunidade de pesquisadores; porém, em alguns casos, podem surgir dados conflitantes entre autores, devido às diferentes abordagens e focos que cada um atribuiu aos seus trabalhos. Nesta seção da revisão bibliográfica, serão apresentados alguns pontos importantes para a compreensão adequada do fenômeno do impacto de gotas em superfícies aquecidas, que constitui a base e a motivação deste trabalho.

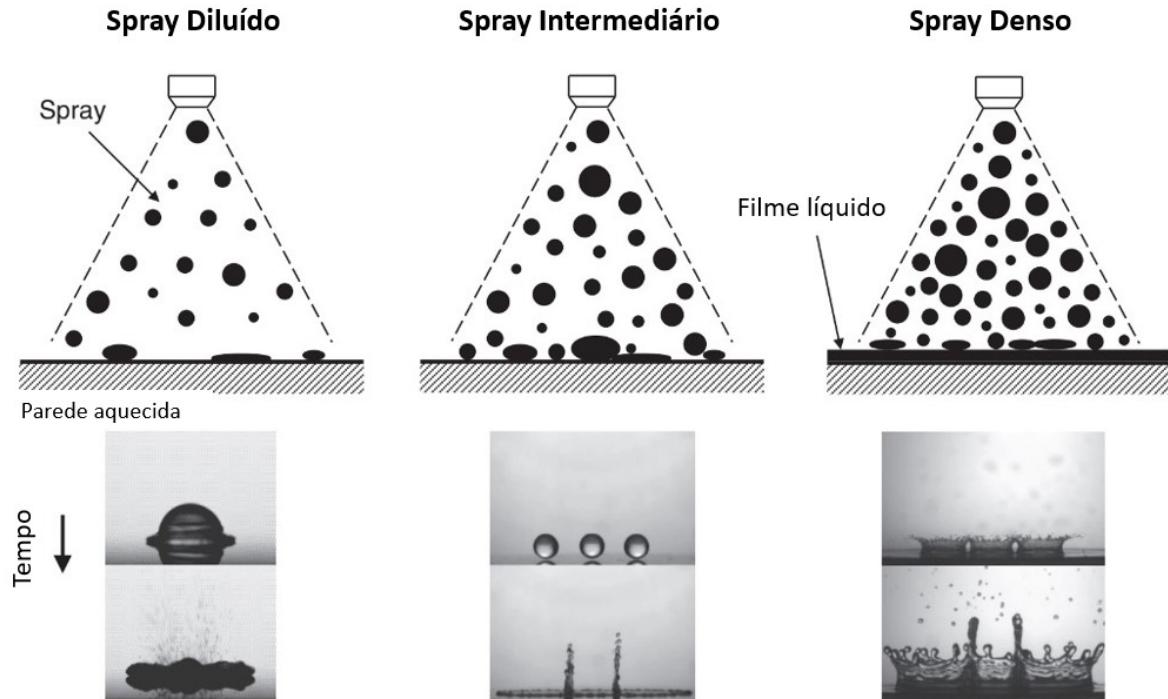
#### 2.1.1 Parâmetros Hidrodinâmicos do Spray

Para iniciarmos o estudo dos sprays, é necessário discutir alguns parâmetros que influenciam o desempenho do resfriamento por spray, devido às suas influências diretas na física do problema. Primeiramente, temos o próprio fluido utilizado no spray, como abordado por Liang e Mudawar (2017b) em seu trabalho de revisão sobre resfriamento por spray. O tipo de fluido — que pode ser água, fluidos dielétricos, refrigerantes, entre outros — carrega diferentes propriedades físicas e termodinâmicas, como viscosidade, calor específico, densidade, tensão superficial, temperatura de saturação, temperatura espinodal, entre outras, o que faz com que a dinâmica da interação da gota com a superfície seja influenciada. Isso pode até ser determinado por fenômenos fundamentais distintos, afetando, assim, a capacidade de resfriamento por spray. Além do fluido, a superfície em que o spray está impactando também possui características que precisam ser consideradas, tais como rugosidade superficial, condutividade térmica, temperatura da parede e temperatura de superaquecimento, que é a diferença entre a temperatura da parede e a temperatura de saturação do líquido utilizado.

Tendo uma compreensão dos fatores internos e adjacentes ao spray, é necessário entender as características próprias dele. Para isso, é relevante apresentar uma caracterização amplamente utilizada na área que é a divisão dos sprays em três categorias diferentes — diluído, intermediário e denso (LIANG; MUDAWAR, 2017b). No spray diluído, a densidade de gotas que formam o spray é reduzida, de modo que não há muita interação entre elas, permitindo tratar esses sprays como um conjunto de gotas isoladas impactando a superfície. Esse tipo de spray é o que será considerado no desenvolvimento deste trabalho, pois permite aplicar de forma mais fidedigna as informações obtidas em testes de impacto de gotas únicas. Nas próximas categorias, temos os sprays intermediários, com uma densidade de gotas mais significativa, onde interações entre gotas se tornam mais recorrentes, e, por fim, os sprays densos, em que a alta densidade de gotas leva à formação de uma camada de líquido na superfície a ser resfriada. Essa camada de líquido pode representar um obstáculo para o impacto de novas gotas, fazendo com que, de modo geral, os sprays densos apresentem baixo desempenho de resfriamento. Uma representação dessas

categorias pode ser observada na Fig. 2. A geometria do bocal injetor do spray e o método de atomização do líquido também são considerados influentes no desempenho; entretanto, esses aspectos estão fora do escopo deste trabalho.

Figura 2 – Categorias de spray.



Fonte: Imagem adaptada de Liang e Mudawar (2017b)

Ao analisar os sprays de uma forma mais geral, a influência da maioria desses fatores se reflete de forma significativa em quatro parâmetros principais: diâmetro da gota,  $d$ , velocidade da gota,  $u$ , fluxo volumétrico,  $Q''$ , e temperatura da parede,  $T_w$ . Muitas das correlações e análises são realizadas tendo como base esses fatores, os quais podem ser obtidos de forma direta (por medição) ou indireta (por estimativas). Dessa forma, para compreender melhor os sprays, devemos, portanto, analisar esses quatro parâmetros.

O diâmetro da gota, considerando a hipótese de formato esférico — válida para sprays em pleno funcionamento (MUGELE; EVANS, 1951) — é um representativo direto do tamanho da gota. Para esse parâmetro, devido à grande quantidade e à não-uniformidade das gotas em um spray, assim como para muitos dos demais parâmetros, há a necessidade de tratá-lo a partir de valores médios que representem o conjunto de gotas e facilitem o estudo de sua influência no comportamento global do spray. Para isso, várias abordagens foram propostas para definir esse valor médio. Mugele e Evans (1951) apresentam em seu trabalho uma forma geral de calcular o diâmetro médio dado por:

$$\bar{x}_{qp}^{q-p} \int_{x_{min}}^{x_{max}} x^p \frac{dn}{dx} dx = \int_{x_{min}}^{x_{max}} x^q \frac{dn}{dx} dx \quad (2.1)$$

onde  $x$  representa o diâmetro (fora dessa equação será utilizado  $d$ ),  $p$  e  $q$  são coeficientes que indicam o método utilizado (estes coeficientes são utilizados como índices para definir o diâmetro médio,  $d_{qp}$ ),  $dn$  é o representativo infinitesimal da fração do total de gotas que possuem um diâmetro  $x$ , e os subscritos “min” e “max” representam o mínimo e o máximo, respectivamente. Dessa forma, ao modificar os coeficientes  $p$  e  $q$ , obtém-se valores médios que podem representar melhor ou pior os fenômenos estudados, dependendo do foco do trabalho. Na Tabela 1, pode-se ver alguns exemplos de diâmetros médios e suas respectivas áreas de aplicação.

Tabela 1 – Tabela de diâmetros médios.

$p$	$q$	$p + q$	Nome do diâmetro médio	Área de aplicação
0	1	1	Linear	Comparações, evaporação
0	2	2	Surface	Controle de área — absorção
0	3	3	Volume	Controle de Volume — Hidrologia
1	2	3	Diâmetro superficial	Adsorção
1	3	4	Diâmetro Volumétrico	Evaporação, difusão molecular
2	3	5	Sauter	Estudos de eficiência, transferência de massa, reações
3	4	7	De Brouckere	Equilíbrio de combustão

Fonte: Adaptado do trabalho de Mugele e Evans (1951)

Na literatura de sprays, principalmente na área de resfriamento, o diâmetro mais utilizado é o diâmetro médio Sauter,  $d_{32}$ . Esse é obtido a partir da análise da eficiência da atomização do spray, onde se iguala a energia perdida devido a perda de carga no líquido durante o processo de atomização (passagem pelo bocal do spray), a qual proporcional ao volume, com a energia necessária para formar as superfícies das gotas, proporcional à área (MUGELE; EVANS, 1951). Em uma visão mais simples, pode-se entender como uma razão do volume total das gotas pela área superficial total. Dessa forma, uma das maneiras de se calcular o  $d_{32}$  é:

$$d_{32} = \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \quad (2.2)$$

na qual, em uma distribuição de probabilidade em histograma,  $n_i$  é o número de gotas com diâmetro em uma faixa representada pelo diâmetro  $d_i$ . Porém, como uma das razões para trabalhar com valores médios é a impossibilidade de se obter as características individuais de cada gota, é comum utilizar correlações entre o valor médio do diâmetro e outros parâmetros globais. Para sprays de cone cheio (sprays sem regiões com ausência de gotas em seu cone de aspersão), Estes e Mudawar (1995) correlacionaram  $d_{32}$  para água e outros líquidos conforme a seguinte equação:

$$\frac{d_{32}}{d_0} = 3.67(We_0^{1/2} Re_0)^{-0.259} \quad (2.3)$$

na qual  $d_0$  é o diâmetro do orifício do bocal, podendo ser de 0,762 mm a 1,7 mm e  $We_0$  e  $Re_0$ , são, respectivamente, número de Weber e de Reynolds, baseados no orifício e expressos por:

$$We_0 = \frac{\rho_v(2\Delta P/\rho_l)d_0}{\sigma} \quad (2.4)$$

$$Re_0 = \frac{\rho_l(2\Delta P/\rho_l)^{1/2}d_0}{\mu_l} \quad (2.5)$$

onde  $\rho_v$  e  $\rho_l$ , são as densidades do vapor e do líquido,  $\sigma$  é a tensão superficial do líquido,  $\mu_l$  é a viscosidade dinâmica do líquido e o  $\Delta P$  é a diferença de pressão na saída do bocal. Nas Eqs. 2.4 e 2.5 é possível observar o termo  $(2\Delta P/\rho_l)^{1/2}$ , que atua como a velocidade característica do spray e pode ser encontrada fazendo uma análise simplificada do fenômeno com a equação de Bernoulli.

Passando agora para o fluxo volumétrico, é necessário esclarecer sua definição, uma vez que, ao traduzir textos em inglês, podem ocorrer equívocos. Em português, existem duas palavras que, no uso cotidiano, são frequentemente tratadas como sinônimos: vazão e fluxo. Entretanto, em textos técnicos, esses termos representam parâmetros distintos. A vazão volumétrica (*volumetric flow rate*) pode ser definida como a taxa de variação de volume por unidade de tempo passando por uma área definida e, portanto, possui unidade de  $m^3/s$ . Já o fluxo volumétrico (*volumetric flux*) é definido como a razão entre a vazão e a área pela qual ela está passando (LIANG; MUDAWAR, 2017a). Assim, a unidade do fluxo volumétrico é  $m^3 s^{-1}/m^2$ , ou, simplificando,  $m/s$ . Apesar de possuir a mesma unidade que a velocidade, o fluxo volumétrico é um parâmetro diferente, pois dois sprays podem ter a mesma velocidade das gotas, mas fluxos volumétricos distintos.

O fluxo volumétrico pode ser computado de duas formas. A primeira é o fluxo volumétrico local,  $Q''$ , que corresponde à taxa com que um volume de líquido passa por uma área infinitesimal, dividido por essa mesma área. A segunda é o fluxo volumétrico médio,  $\bar{Q}''$ , que corresponde à vazão total de líquido proveniente do spray, dividida pela sua área de impacto. Também é possível utilizar a área total afetada pelo spray; trata-se, portanto, de um valor global.

Com relação ao impacto que o fluxo volumétrico tem na transferência de calor, Mudawar e Valentine (1989) concluíram que esse parâmetro tem a maior dominância; porém, mesmo assim, em vários casos, não se pode negligenciar outros parâmetros, como o diâmetro da gota, especialmente em estudos sobre fluxo crítico de calor. Estudando a distribuição espacial do fluxo volumétrico, Mudawar e Deiters (1994) observaram que este apresenta um pico no centro e diminui gradualmente à medida que se caminha para as extremidades do spray. Foi observado também que o fluxo de calor segue essa distribuição, apresentando igualmente um pico no centro do spray.

Por fim, o último parâmetro a ser discutido é a velocidade da gota. Esse parâmetro também pode ser estudado por meio de análises estatísticas ou por valores médios. Cheng et al. (2011) observou, por meio de análises com um anemômetro de efeito Doppler, que a velocidade axial das gotas é maior nas regiões centrais do spray e diminui à medida que se afasta do centro.

Essa diminuição da velocidade está associada a um aumento na velocidade radial e a uma influência da velocidade do ar (HSIEH; TIEN, 2007). Cheng et al. (2011) também mostraram que a velocidade axial é afetada por diversos parâmetros globais, como o diâmetro do orifício do bocal, propriedades termofísicas do fluido, distância do bocal e, como já citado, distância do centro do spray. Com os dados obtidos em seus experimentos, eles desenvolveram uma correlação para a velocidade axial usando os números de Reynolds e de Weber da corrente de líquido antes da quebra, altura adimensional do spray,  $\alpha$ , e raio de seção adimensional,  $\beta$ , dada por:

$$\frac{u}{u_0} = 17.58We_0^{-0.14} Re_0^{-0.27} \alpha^{0.13} \beta^{0.36} \exp(-2.13\beta) \quad (2.6)$$

onde os adimensionais são definidos como:

$$\alpha = \frac{H}{D} \quad (2.7)$$

$$\beta = \frac{R}{D} \quad (2.8)$$

$$Re_0 = \frac{\rho_v u_0 d_0}{\mu} \quad (2.9)$$

$$We_0 = \frac{\rho_l u_0^2 d_0}{\sigma} \quad (2.10)$$

nas quais  $H$  é a distância entre o bocal e a superfície a qual se está aplicando o spray,  $R$  o raio a partir do centro do spray,  $D$  o diâmetro da circunferência do spray no impacto com a superfície,  $\rho_l$ ,  $\mu$  e  $\sigma$  são, respectivamente, a densidade do líquido, viscosidade e tensão superficial do fluido,  $\rho_g$  é a densidade do ar e  $u_0$  é a velocidade da gota saindo do bocal, dada por:

$$u_0 = \left( u^2 + \frac{2\Delta P}{\rho_l} - \frac{12\sigma}{\rho_l d_{32}} \right)^{0.5} \quad (2.11)$$

Outra forma de se encontrar a velocidade é por meio de um balanço de energia considerando a velocidade do fluido antes da quebra e efeitos gravitacionais, conforme foi feito por Ghodbane e Holman (1991) e por Qiao e Chandra (1998). A equação para a velocidade media da gota fica na forma:

$$u_m = \left( u_1^2 + \frac{2\Delta p}{\rho_l} - \frac{12\sigma}{\rho_l d_{0.5}} - 2gH \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

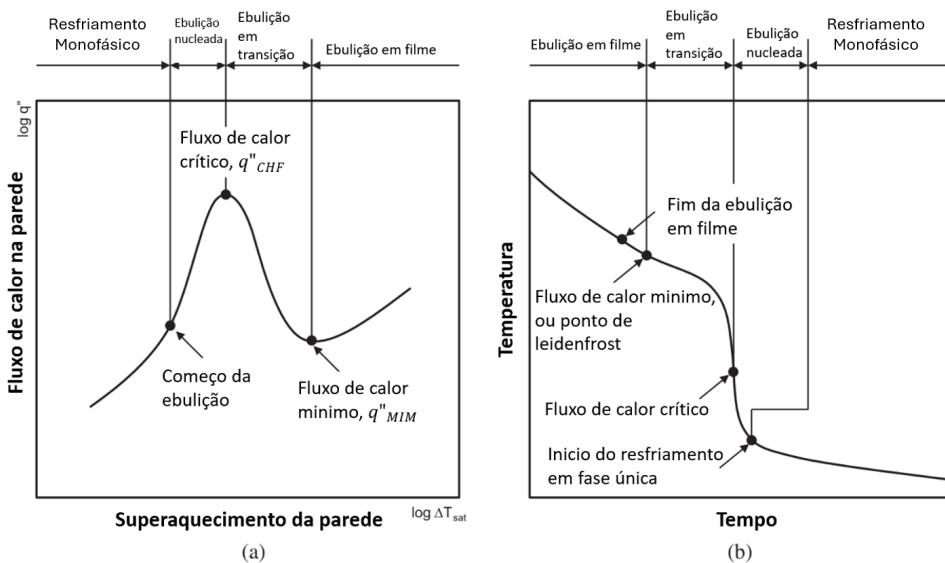
no qual  $u_1$  é a velocidade de fluxo a montante do bocal. Novamente, é possível observar o termo  $\frac{2\Delta p}{\rho_l}$ , sendo esse o termo dominante na equação. Isso está em alinhamento com sua utilização como velocidade característica para o cálculo dos números adimensionais. Uma simplificação evidente dessa equação é o desprezo pela variação da velocidade na direção radial e pela interação entre as gotas e com o ar. A velocidade radial geralmente não é considerada, visto que ela não tem uma influência significativa na transferência de calor (GRADECK et al., 2013); no impacto com a parede, a energia cinética que afeta a transferência de calor está relacionada principalmente com a velocidade normal à parede.

A partir dessa visão geral dos principais parâmetros dos sprays, fica evidente que, devido à natureza estocástica dos sprays, tanto estudos acadêmicos quanto aplicações industriais ainda focam predominantemente nos parâmetros globais e valores médios, com pouco foco no fenômeno específico do contato das gotas com a superfície a ser resfriada. Assim, um dos principais objetivos deste trabalho é desenvolver ferramentas que possibilitem o estudo do spray com ênfase maior na interação gota-superfície.

### 2.1.2 Regimes de Transferência de Calor

Muito já foi discutido sobre o aspecto hidrodinâmico dos sprays; porém, considerando que o foco está em sua utilização no resfriamento, é necessário também compreender as características específicas dessa aplicação. Para isso, é fundamental entender os regimes de troca de calor observados em um processo de resfriamento por sprays. O comportamento observado é semelhante ao de uma ebulação em piscina, na qual, ao aumentar o superaquecimento da parede em relação ao fluido, ocorre um pico de transferência de calor, seguido por um mínimo local e um aumento gradual subsequente, como ilustrado na Fig. 3(a). Assim, podem ser identificados quatro regimes de transferência de calor: 1) evaporação monofásica; 2) ebulação nucleada; 3) ebulação em transição; e 4) ebulação em filme ou regime de Leidenfrost.

Figura 3 – Curva de ebulação (a) e de têmpera (b), com os regimes de troca de calor.

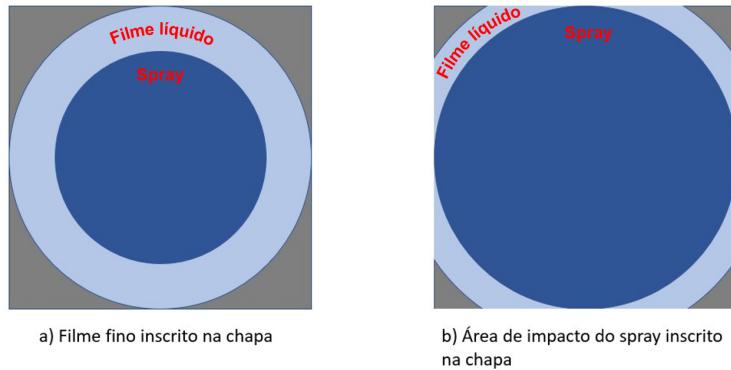


Fonte: Imagem adaptada do trabalho de Liang e Mudawar (2017b)

No regime monofásico, quando comparado aos demais, observa-se um baixo desempenho de resfriamento. Esse regime é caracterizado pela formação de uma fina e rápida camada de líquido ao impactar a superfície. A influência dessa camada na transferência de calor não é um consenso entre os pesquisadores da área. Alguns autores afirmam que essa camada é significativa e, portanto, a distância ideal do bocal seria aquela no qual a extremidade da camada, representada pela zona azul-clara na Fig. 4a, se inscreve nos limites da superfície, como concluído por Guo et

al. (2009). Por outro lado, outros pesquisadores sugerem que a contribuição do spray em si é mais importante e, assim, a distância ideal seria aquela na qual a área de impacto do spray, representada pela zona azul-escura na Fig. 4b, se inscreve nos limites da superfície, como concluído por Zhu et al. (2010).

Figura 4 – Diagrama ilustrativo da diferença entre a inscrição da área do filme e a área de impacto do spray.



Fonte: Imagens elaborada pelo autor

Assim como foi feito para os parâmetros globais, em muitos estudos é benéfico e necessário correlacionar os parâmetros de transferência de calor com os parâmetros globais e médios do spray para aplicações em engenharia. A maneira mais comum de fazer isso é por meio de números adimensionais, como o número de Nusselt,  $Nu$ , que inclui o coeficiente de transferência de calor,  $h$ , principal foco em aplicações industriais, além do número de Reynolds,  $Re$ , número de Prandtl,  $Pr$ , entre outros. Com isso, Mudawar e Valentine (1989) desenvolveram uma correlação para o coeficiente de transferência de calor em sprays de cones cheios nesse regime, expressa pela seguinte fórmula:

$$Nu = 2.512 Re_s^{0.76} Pr_l^{0.56} \quad (2.13)$$

$$Nu = \frac{hd_{32}}{\lambda_l} \quad (2.14)$$

$$Re_s = \frac{\rho_l \bar{Q}'' d_{32}}{\mu_l} \quad (2.15)$$

$$Pr_l = \frac{c_{p,l} \mu_f}{\lambda_l} \quad (2.16)$$

onde  $\lambda_l$  é a condutividade térmica do líquido,  $c_{p,l}$  é o calor específico do líquido. Vale notar que, como comprimento característico nos números adimensionais, é utilizado o  $d_{32}$ , e que a velocidade característica para o número de Reynolds, que está sendo avaliado em relação ao spray, é o fluxo volumétrico, por possuir a mesma dimensão da velocidade. É importante atentar para a definição de cada autor para os números adimensionais, pois, mesmo mantendo o significado original de cada número, diferentes definições de dimensões características podem ser usadas.

Passando para o próximo regime, temos a ebulação nucleada. Nesse regime, a interação entre o spray e a superfície ganha um complicador: a presença de mais de uma fase do fluido. Dessa forma, modelar essa interação torna-se mais complexo, sendo o tema de muitos estudos. Na literatura, é possível encontrar algumas propostas para explicar como a transferência de calor ocorre nesse contexto. A primeira delas seria uma simples nucleação na superfície e a subsequente liberação de vapor. Pais, Chow e Mahefkey (1992) observaram que esse mecanismo é relevante; contudo, à medida que as camadas de líquido se tornam cada vez menores, a condução de calor através do líquido e a subsequente evaporação da camada superior tornam-se mais significativas. Para temperaturas de superaquecimento bem baixas, foram observados fluxos de calor na ordem de  $1200 \text{ W/cm}^2$  (PAIS; CHOW; MAHEFKEY, 1992).

Outro mecanismo é o de nucleação secundária, também discutido por Yang, Chow e Pais (1996). Ao impactarem no filme de líquido formado na superfície, as gotas, além de aumentarem a quantidade de líquido no filme, também introduzem nele moléculas de vapor e/ou gás, promovendo, assim, novos sítios de nucleação de bolhas e uma ebulação intensa no líquido. O impacto de novas gotas pode ainda perfurar as bolhas em formação, intensificando ainda mais a nucleação.

Chen, Chow e Navedo (2004) realizaram estudos para compreender melhor a eficiência da quantidade de líquido no resfriamento por spray. Nesses estudos, variaram independentemente os parâmetros  $u_m$ ,  $Q''$  e  $d_{32}$ , e observaram que, em sprays densos, grande parte do líquido escoa pela superfície sem ser evaporada ou aquecida significativamente. Além disso, parte das gotas pode ser impedida de entrar em contato com a superfície devido ao vapor ascendente. Assim, fica evidente um melhor aproveitamento do líquido ao utilizar sprays diluídos. Com seus dados, Chen, Chow e Navedo (2004) encontraram uma relação da eficiência com  $Q''^{-2/3}$ ,  $d_{32}^{-14/5}$  e  $u_m^{1/4}$ .

Para esse regime, também é possível encontrar correlações para a transferência de calor. Um exemplo é a desenvolvida por Rybicki e Mudawar (2006) utilizando os dados do estudo de Mudawar e Valentine (1989), dada por:

$$\frac{q''_{EN}d_{32}}{\mu_l h_{lv}} = 4.79 \times 10^{-3} \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{2.5} \left( \frac{\rho_l \overline{Q''}^2 d_{32}}{\sigma} \right)^{0.35} \left( \frac{c_{p,l} \Delta T_l}{h_{lv}} \right)^{5.75} \quad (2.17)$$

na qual  $q''_{EN}$  é o fluxo de calor na superfície no regime de ebulação nucleada e  $\Delta T_l$  é a diferença entre a temperatura da parede e do fluido.

Antes de abordar o próximo regime, é importante enfatizar um ponto crucial que marca o fim da ebulação nucleada: o ponto de fluxo de calor crítico (*Critical Heat Flux - CHF*). Nesse ponto, a troca de calor atinge um valor máximo, o que é fundamental em aplicações de resfriamento por spray. Assim, muitos estudos buscam identificar quais condições do spray afetam o *CHF*; no entanto, ainda existe muita divergência quanto à influência dos parâmetros globais. Por exemplo, em relação ao diâmetro da gota, Toda (1972) afirma que, em determinado intervalo, o aumento desse parâmetro leva a um aumento expressivo do *CHF*. Por outro lado, Pais, Chow e Mahefkey (1992) e Estes e Mudawar (1995) relatam o oposto, indicando que o *CHF* aumenta com a redução

do diâmetro. Além disso, Chen, Chow e Navedo (2002) observaram uma insensibilidade do *CHF* ao diâmetro. No mesmo estudo, Chen *et al.* também concluíram que o parâmetro com maior influência no *CHF* é a velocidade média da gota.

Após o ponto de *CHF*, entra-se no regime de transição de ebulação. Esse regime é comumente negligenciado nos estudos. O que é amplamente entendido sobre ele é que ocorre um contato intermitente entre o líquido e a superfície, dificultando a análise precisa do comportamento do fluido nesse regime.

O último regime a ser discutido é a ebulação em filme. Nesse regime, a temperatura da parede está acima da temperatura de Leidenfrost, formando uma camada de vapor entre o líquido e a superfície que impede o contato direto entre a gota e a parede. Entre os parâmetros já apresentados, o fluxo volumétrico é amplamente aceito como o principal fator, embora a contribuição dos demais não possa ser descartada. Sasaki, Sugitani e Kawasaki (1979) encontraram, em seus estudos, que o coeficiente de transferência de calor no resfriamento de uma placa metálica é significativamente influenciado pelo fluxo volumétrico do líquido e pela temperatura da superfície, e desenvolveu uma correlação para o coeficiente, dada por:

$$h = 2.83 \times 10^7 Q''^{0.75} T_w^{-1.2} + 100 \quad (2.18)$$

onde  $h$  é coeficiente de transferência de calor,  $Q''$  é o fluxo volumétrico, porém deve ser utilizada com unidades de  $l/cm^2 min$  e  $T_w$  é a temperatura da parede.

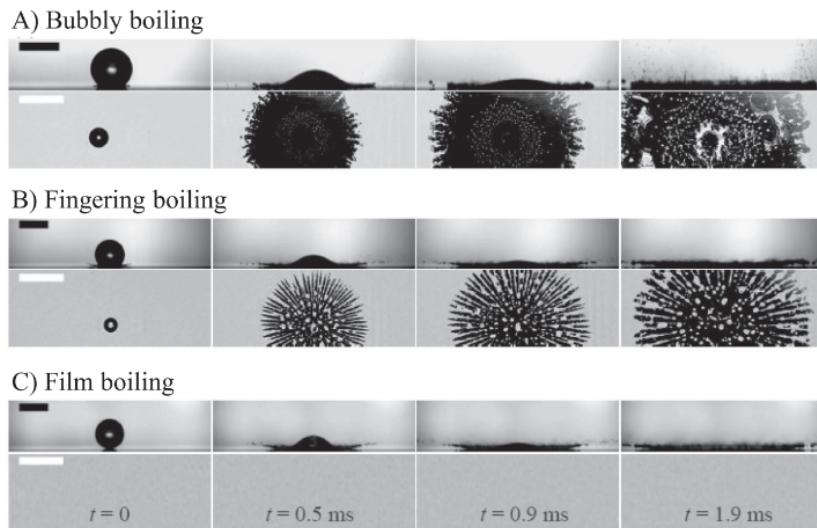
Choi e Yao (1987) relataram que, quando o fluxo mássico do spray é baixo, característico de um spray diluído, o aumento da velocidade e do tamanho da gota resulta em um aumento da transferência de calor. Sharief, Nasr e Yule (2007) e Schmidt e Boye (2001) também relataram observações semelhantes, diferenciando apenas na influência do tamanho da gota, uma vez que esses autores indicaram uma baixa sensibilidade desse parâmetro na transferência de calor. Choi e Yao ainda combinaram esses dois parâmetros em um único número adimensional, o número de Weber da gota, e conseguiram aprofundar a descrição da relação dessas variáveis na transferência de calor. Assim, o aumento do número de Weber eleva a transferência de calor; porém, ao se atingirem valores altos para esse parâmetro, sua influência torna-se menos significativa. Para sprays densos, o número de Weber não apresentou influência.

## 2.2 Temperatura de Leidenfrost

A temperatura de Leidenfrost e suas características são o foco de muitos estudos sobre gota única. Este parâmetro é determinado pelo mínimo no fluxo de calor do ponto de vista da transferência térmica, mas, sob a perspectiva hidrodinâmica, sua definição ainda não é consensual entre os autores. Para a temperatura de Leidenfrost estática, há uma definição relativamente bem estabelecida: a temperatura na qual o tempo de vida da gota é maximizado. No entanto, para a temperatura de Leidenfrost dinâmica, ou seja, para gotas em impacto, observa-se uma pluralidade de definições.

Tran et al. (2012) definiu essa temperatura como a transição da ebulação de contato para a ebulação suave do filme. Por sua vez, Castanet et al. (2020) descreveram o regime de Leidenfrost como a condição em que não há contato entre a superfície e o fluido, caracterizando a ausência de ebulação dedilhada, conforme mostrado na Fig. 5b. Já Chen et al. (2018) consideraram a temperatura mínima em que não há respingos de gotas como a temperatura de Leidenfrost. Neste texto, adotaremos a definição baseada no mínimo fluxo de calor ou a de Castanet et al. (2020).

Figura 5 – Padrões de Espalhamento da gota durante o Impacto.



Fonte: (CASTANET et al., 2020)

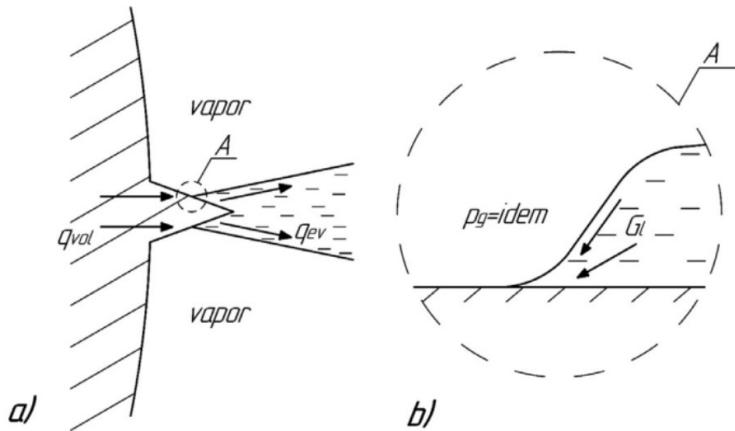
Ao estudar regimes próximos à temperatura de Leidenfrost, observa-se que a temperatura da superfície está muito acima da temperatura de saturação. Nessas condições, como mencionado anteriormente, parte da gota evapora, formando um colchão de vapor abaixo dela. A questão central é se há ou não contato da fase líquida com a superfície. Um conceito importante nesse contexto é a temperatura espinodal,  $T_{\text{spin}}$ , que representa o limite termodinâmico para a existência do fluido na fase líquida. Para a água a pressão ambiente, essa temperatura é de aproximadamente 320 °C (CASTANET et al., 2020).

Yagov, Minko e Zabirov (2021) propuseram um modelo para a interação da gota com a superfície quando  $T_w > T_{\text{spin}}$ . Nesse modelo, representado na Fig. 6, o contato ocorre através das saliências da superfície, gerando dois fluxos de calor:  $q_{\text{ev}}$ , que representa o calor retirado pelo líquido, e  $q_{\text{vol}}$ , que corresponde ao calor transferido por condução no restante da parede. Se  $q_{\text{ev}} > q_{\text{vol}}$ , a área de contato líquido-sólido aumenta, resultando em um alto coeficiente médio de transferência de calor e remolhamento da parede; caso contrário, a área diminui, a camada de vapor se forma novamente, e ocorre uma baixa transferência de calor.

Como essas saliências são de dimensões muito pequenas, uma única gota pode estar em contato com várias delas. Dessa forma, Yagov, Minko e Zabirov (2021) estimaram valores de  $q_{\text{ev}}$  entre  $10^2$  e  $10^3 \text{ MW/m}^2$ . Esse modelo é consistente com as observações de Misurya (2017), que indicaram uma influência da rugosidade superficial na temperatura de Leidenfrost. Eles

afirmaram que a temperatura de Leidenfrost dinâmica diminui com o aumento da rugosidade superficial da parede para gotas sésseis.

Figura 6 – Interação entre a Gota e a superfície: a) Esquema de um possível contato líquido com uma saliência de superfície quente; b) uma região de evaporação intensiva em grande escala.



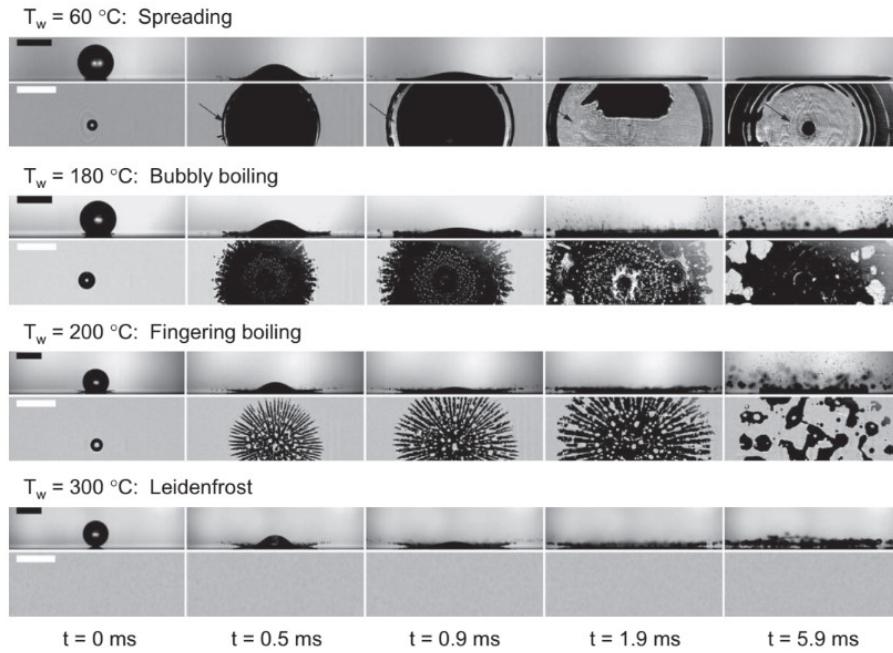
Fonte: (YAGOV; MINKO; ZABIROV, 2021)

### 2.3 Impacto de gota única (*single droplet*)

Tendo abordado o spray como um todo, passaremos agora o foco para o elemento fundamental que o compõe: a gota. Como apontado por Moreira, Moita e Panão (2010), o conhecimento gerado pelo estudo da gota isolada é de grande importância para o avanço do entendimento dos fenômenos de troca de calor no spray, visto que carrega em si aspectos fundamentais do que está acontecendo no ambiente complexo do spray.

Nas seções anteriores, foram apresentadas diferentes formas de categorização dos sprays durante suas utilizações, feitas a partir da perspectiva da transferência de calor. Essas formas de diferenciar os regimes observados também podem ser adaptadas para descrever os diferentes fenômenos que ocorrem no impacto de gotas isoladas; contudo, para esse fenômeno, a divisão com base nas características hidrodinâmicas da gota durante o impacto aparece com mais frequência na literatura. Essa forma de divisão, entretanto, é pouco padronizada, uma vez que diferentes autores utilizam definições variadas para pontos conhecidos, como, por exemplo, o Ponto de Leidenfrost. Outro aspecto diferenciador é que, com distintas formas de instrumentação e variáveis escolhidas para análise, algumas características e fenômenos podem ou não ser observados, fazendo com que o mapeamento dos regimes possa gerar resultados distintos. Assim, as divisões dos regimes, dependendo do autor, podem apresentar tanto diferentes delimitações de quando ocorre a transição de um para o outro quanto a quantidade de regimes catalogados.

Figura 7 – Série de imagens de vista lateral e inferior da gota de etanol colidindo com uma parede aquecida para  $We = 481$  para diferentes temperaturas.



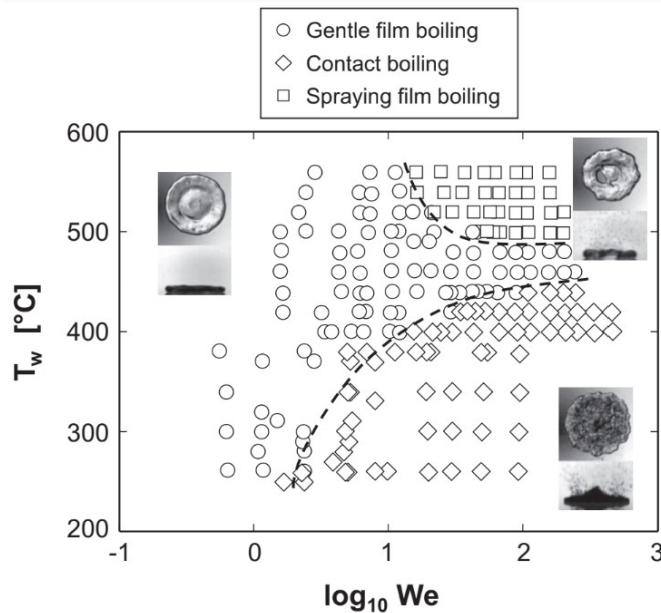
Fonte: Khavari et al. (2015)

Khavari et al. (2015) observaram em seus estudos quatro principais regimes (Fig 7): regime de espalhamento (*spreading*), no qual há pouca transferência de calor; regime de ebulação borbulhante (*bubbly boiling*), em que ocorre nucleação de bolhas na superfície; regime de ebulação dedilhada (*fingering boiling*), no qual a área molhada diminui com o aumento da temperatura e é independente do número de Weber ( $We$ ); e regime de Leidenfrost, no qual já não há contato do líquido com a superfície. Essa divisão, assim como os estudos de Khavari et al. (2015), tem um enfoque maior nos regimes pré-Leidenfrost, nos quais há contato entre o líquido e a superfície. Wang, Lin e Cheng (2005), por sua vez, descreveram cinco padrões de impacto diferentes: completamente molhado (*completely wet*), filme molhado em ebulação (*wet film boiling*), transição (*transition*), rebote seco (*dry rebounding*) e rebote seco com satélite (*satellite dry rebounding*). Diferente de Khavari et al. (2015), Wang, Lin e Cheng (2005) também observaram e detalharam o impacto após o ponto de Leidenfrost. Eles classificaram os três primeiros regimes como impacto molhado, já que há contato entre a superfície e o líquido, e os dois últimos como impactos secos, pois não há mais esse contato. Foi observado também que o número de Weber exerce uma influência mais significativa no impacto seco do que no impacto molhado.

Tran et al. (2012) observaram três regimes diferentes para temperaturas da parede,  $T_w$ , maiores que a temperatura de saturação do líquido,  $T_{sat}$ , que são (Fig. 8): ebulação em contato (*contact boiling*), em que ocorre ebulação no momento de contato com a parede aquecida; ebulação em filme suave (*gentle film boiling*), na qual há uma formação de vapor sob a gota, impedindo o contato com a superfície e fazendo com que ela recachteie; e ebulação em filme

com spray (*spraying film boiling*), em que há a formação de uma camada de vapor, mas a gota se quebra em gotas menores devido à ruptura da lamela (tal fenômeno também foi observado por Roisman, Breitenbach e Tropea (2018) e descrito como "atomização térmica"). Observa-se que Tran et al. (2012) simplifica os regimes classificados por Wang, Lin e Cheng (2005) como impacto molhado, reduzindo-os de três para apenas um; contudo, faz observações semelhantes para os regimes de impacto seco.

Figura 8 – Regimes de ebulação associados ao impacto de gotas de água e FC-72 com uma parede aquecida.



Fonte: (TRAN et al., 2012)

Castanet, Liénart e Lemoine (2009) observaram, por sua vez, três regimes: rebote (*rebound*), respingo (*splashing*) e deposição de filme líquido (*deposition of liquid film*). Eles fizeram o mapeamento plotando a temperatura adimensional  $T^*$  e o número de Mundo ( $K$ ), como pode ser observado na Fig. 9. O número de Mundo é uma variável adimensional que correlaciona outras duas, o número de Weber e o número de Ohnesorge ( $Oh$ ), permitindo descrever com mais detalhe a interação entre gota e parede por trazer mais parâmetros hidrodinâmicos do fluido (MUNDO; SOMMERFELD; TROPEA, 1995). Estes adimensionais são definidos como:

$$T^* = \frac{T_w - T_{\text{sat}}}{T_{ld} - T_{\text{sat}}} \quad (2.19)$$

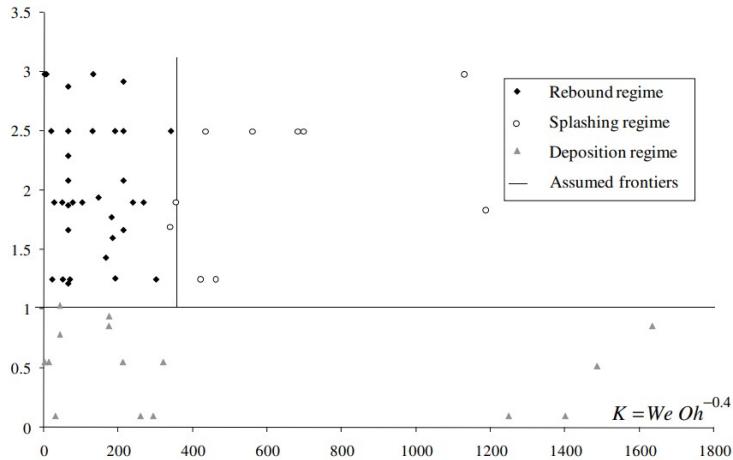
$$K = WeOh^{-0.4} \quad (2.20)$$

$$We = \frac{\rho_l du_m^2}{\sigma} \quad (2.21)$$

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_1 d \sigma}} \quad (2.22)$$

sendo  $T_{ld}$  a temperatura de Leidenfrost estática (i.e. para gota séssil), que Castanet, Liénart e Lemoine (2009) consideram em seu estudo com sendo aproximadamente 220 °C.

Figura 9 – Mapeamento dos diferentes regimes de impacto em um diagrama de  $T^* - K$ .



Fonte: (CASTANET; LIÉNART; LEMOINE, 2009)

A diferença nos mapeamentos dos regimes de impacto citados não representa uma discordância entre os autores, mas sim focos e direcionamentos diferentes em seus estudos. Enquanto alguns buscam entender melhor uma característica específica, outros podem desejar compreender o fenômeno de uma forma mais ampla, e essa diferença de escopo gera observações distintas. Dito isso, o presente trabalho terá um foco maior nos regimes classificados por Wang, Lin e Cheng (2005) como secos, nos quais não há contato direto entre a gota e a superfície. Tais regimes apresentam um comportamento mais simples durante o impacto, facilitando o desenvolvimento de modelos que descrevam sua dinâmica. Alguns desses modelos serão apresentados na seção a seguir.

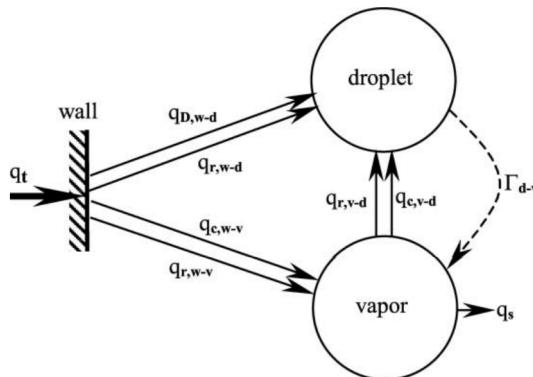
### 2.3.1 Modelos de impacto para gotas isoladas

Para o regime de ebulação em filme, ou regime de Leidenfrost, encontra-se na literatura uma variedade de trabalhos que descrevem não apenas a troca de calor resultante do impacto de uma gota, mas também os aspectos hidrodinâmicos desse impacto. Cada estudo apresenta hipóteses e abordagens distintas, e a análise conjunta desses modelos, compreendendo a motivação das escolhas de cada autor, pode proporcionar uma melhor compreensão do fenômeno. Serão apresentados quatro trabalhos realizados por Guo e Mishima (2002), Gradeck et al. (2013), Lelong et al. (2010) e Breitenbach, Roisman e Tropea (2017).

No estudo Guo e Mishima (2002), os autores investigaram a troca de calor em um escoamento bifásico de vapor e gotas com altas temperaturas de parede. Eles observaram que estudos anteriores não consideravam todos os mecanismos possíveis de troca de calor, como o impacto das gotas, e frequentemente assumiam um estado de equilíbrio entre as gotas e o vapor. Por esse motivo, os autores propuseram o mecanismo mostrado na Fig.10. Nesse mecanismo, o fluxo de calor da parede resulta da soma dos efeitos de diversos outros fluxos de calor, como a troca de calor por convecção e radiação entre a parede e o vapor, a troca de calor por radiação entre a gota e a parede e a troca de calor por contato direto entre a gota e a parede. A gota e o vapor também

interagem, ocorrendo troca de calor e massa entre eles. Oliveira et al. (2022) melhoraram o modelo de Guo e Mishima (2002) ao considerarem a distribuição polidispersa no tamanho das gotas, visto que Guo e Mishima (2002) usaram apenas um valor médio da população de gotas, além da possibilidade de fragmentação das gotas.

Figura 10 – Mecanismo de troca de calor proposto por Guo e Mishima (2002).



Fonte: (GUO; MISHIMA, 2002)

Ao analisar o comportamento de uma única gota, observou-se que, devido à alta temperatura da parede e ao baixo número de Weber ( $We_d < 80$ , sendo  $We_d$  definido conforme equação 2.21), as gotas quicavam na parede sem se fragmentar e retornavam à sua forma original após o impacto. Um esquema desse impacto pode ser visto na Fig.11. A principal hipótese do modelo proposto é que a troca de calor é controlada pela espessura do filme de vapor,  $\delta_v$ , formada pela evaporação de parte da gota. Assim, ao realizar operações com as equações de equilíbrio, como as de massa, pressão e momento, foi possível chegar à seguinte expressão para a espessura da camada de vapor:

$$\delta_v = \left[ \frac{9\mu_v \lambda_v (T_w - T_{sat}) t_R d}{32\rho_l \rho_v \Delta h_v u_{dr}} \right]^{1/4} \left( \frac{d_b}{d} \right) \quad (2.23)$$

na qual  $\lambda_v$  é a condutividade térmica do vapor,  $T_s$  a temperatura de saturação,  $t_R$  o tempo de residência da gota (tempo entre o momento do impacto e a saída da gota da parede),  $d$  o diâmetro da gota,  $d_b$  é o diâmetro da base de vapor, indicado na Fig. 11,  $\rho_l$  e  $\rho_v$  são, respectivamente, a densidade do líquido e do vapor,  $u_{dr}$  é a velocidade da gota normal à parede,  $\mu_v$  é a viscosidade do vapor e  $\Delta h_{lv} = h_{lv} + c_{p,v}(T_v - T_{sat})$ , na qual  $h_{lv}$  é o calor latente de vaporização,  $c_{p,v}$  é o calor específico do vapor e  $T_v$  a temperatura do vapor. A partir da espessura da camada de vapor, foi proposto que a energia trocada entre a gota e a parede poderia ser formulada como uma integral temporal do fluxo de calor referente à condução entre a base da gota e a parede através da camada de vapor. Assim, a equação da energia teria a forma:

$$E_{GUO} = \int_0^{t_R} \frac{\lambda_v (T_w - T_s) \pi d_b^2 / 4}{\delta_v} dt \quad (2.24)$$

Portanto, a equação para a energia dissipada por uma gota pode ser dada por:

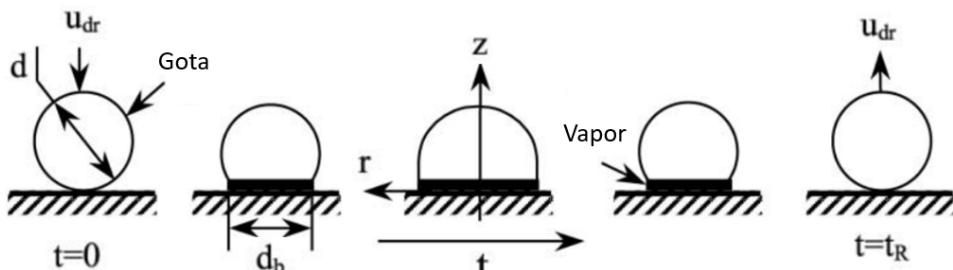
$$E_{GUO} = \frac{\pi \lambda_v (T_w - T_{sat}) t_R d^2}{4} \left[ \frac{32 \rho_l \rho_v \Delta h_v u_{dr}}{9 \mu_v \lambda_v (T_w - T_{sat}) t_R d} \right]^{1/4} \quad (2.25)$$

Para os parâmetros hidrodinâmicos, as relações utilizadas para o tempo de residência e para o diâmetro de espalhamento da gota podem ser vistas a seguir:

$$t_R = \pi \sqrt{\rho_l d^3 / (16\sigma)} \quad (2.26)$$

$$\left( \frac{d_b}{d} \right)^2 = 6,97 \left( \frac{t}{t_R} - \left( \frac{t}{t_R} \right)^2 \right) \quad (2.27)$$

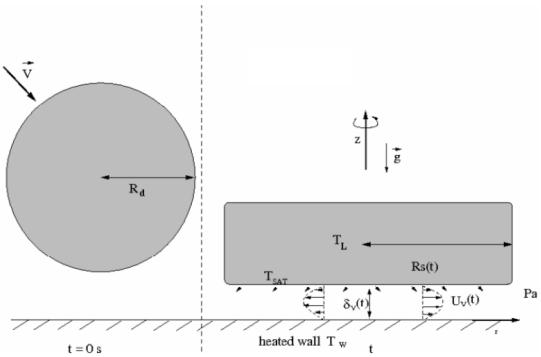
Figura 11 – Deformação da gota durante o impacto proposta por Guo e Mishima (2002).



Fonte:(GUO; MISHIMA, 2002)

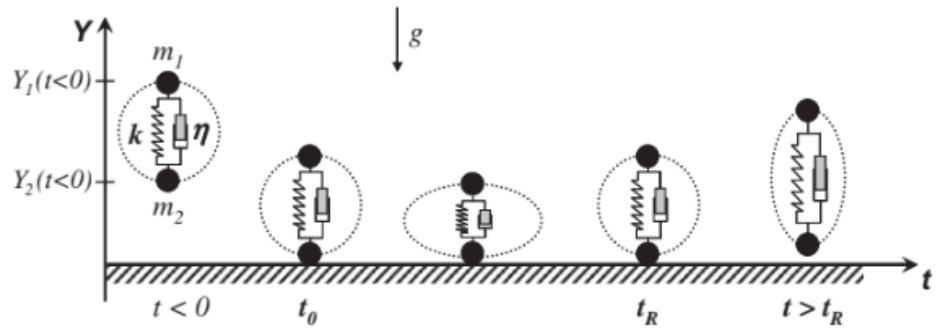
Passando agora para o próximo trabalho, temos a modelagem feita por Lelong et al. (2010). Nesse estudo, foram consideradas as mesmas condições de impacto do trabalho de Guo e Mishima; porém, novas hipóteses foram adotadas tanto para a troca de calor quanto para a dinâmica do impacto. Começando pela dinâmica de impacto, foi proposto que a gota inicialmente se achata sobre a camada de vapor formada entre ela e a parede, assumindo um formato de disco, como pode ser visto na Fig.12. Após o disco atingir um diâmetro máximo, a gota retorna ao seu formato original, pois a tensão superficial prevalece sobre a inércia da gota. Conforme proposto anteriormente por BIANCE et al. (2006), foi utilizada uma analogia de massa-mola para a dinâmica do impacto, na qual a massa da gota,  $m_d$ , foi dividida igualmente entre duas massas ( $m_1$  e  $m_2$ ), conectadas por uma mola de constante elástica  $k$  e um amortecedor de constante de amortecimento  $\eta$ , que impactam a parede com uma velocidade normal  $V_n$ . A representação do impacto pela analogia de massa-mola pode ser vista na Fig.13.

Figura 12 – Modelagem do Impacto proposto por Lelong et al. (2010).



Fonte: (LELONG et al., 2010)

Figura 13 – Modelagem massa-mola do impacto da gota proposta por Gradeck et al. (2013).



Fonte: (GRADECK et al., 2013)

Como já mencionado, a camada de vapor formada entre a gota e a parede foi assumida como resultado da rápida evaporação de parte da gota, impedindo o contato direto entre a gota e a parede. Porém, a massa de líquido evaporada é muito pequena quando comparada com a massa total da gota. Kendall (1978) relatou que a energia necessária para evaporar a porção da gota responsável pela camada de vapor é apenas 0,3% da energia requerida para evaporar a gota inteira. Com isso, é possível assumir que a massa da gota permanece constante durante seu ricochete na parede. Dessa forma, utilizando os conceitos da dinâmica clássica em conjunto com a conservação da massa, Lelong chegou à seguinte equação para o raio do disco formado pela gota, também chamado de raio de espalhamento:

$$R_s(t) = \left(2R_d^3\right)^{1/2} \left( \frac{g}{\omega_0^2} e^{-At} \left[ \cos(\omega_1 t) - \frac{\omega_0}{\omega_1} (2\pi r_t + r_d) \sin(\omega_1 t) \right] - \frac{g}{\omega_0^2} + d \right)^{-1/2} \quad (2.28)$$

na qual,  $\omega_0 = \sqrt{k/m_1}$  é a frequência natural do sistema,  $A = \eta/m_d$ ,  $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - A^2}$  é a frequência amortecida do sistema,  $r_d = A/\omega_0$  é o fator de amortecimento e  $r_t = \omega_0 V_n / 2\pi g$ . Para a constante elástica equivalente,  $k$ , foi realizada uma analogia entre a energia de deformação da mola e a energia superficial relacionada com a mudança de forma durante o impacto. A relação

resultante obtida, que é dependente do número de Weber, é dada por:

$$k = \left[ \frac{2\pi}{5} + \frac{\pi We_d}{24 \left( \frac{6}{12+We_d} - 1 \right)^2} \right] \sigma \quad (2.29)$$

Já para a constante de amortecimento,  $\eta$ , foi feita uma análise dimensional que relaciona a constante com a dissipação viscosa na corrente interna da gota gerada pela sua deformação. A relação para  $\eta$  é dada por:

$$\eta = J \mu_L D_d Re^j \quad J = 0,23 \text{ e } j = 0,9 \quad (2.30)$$

onde  $j$  e  $J$  são constantes determinadas por resultados experimentais.

Para a análise da transferência de calor, Lelong et al. (2010) modelaram a energia dissipada na parede como a soma de um fluxo de calor convectivo entre a parede e a camada de vapor e um fluxo de calor radiativo entre a parede e a gota. Assim, a energia dissipada da parede pode ser entendida como:

$$E = \int_0^{t_R} Nu \frac{\lambda_v}{\delta_v(t)} (T_W - T_V) \pi R_s^2(t) dt + \int_0^{t_R} \epsilon_w \sigma_B (T_W^4 - T_L^4) \pi R_s^2(t) dt \quad (2.31)$$

no qual  $\epsilon_w$  é a emissividade da superfície da parede e  $\sigma_B$  é a constante de Stefan-Boltzmann. Na parte da equação relacionada com a convecção (primeira integral), o coeficiente de transferência de calor foi escrito por meio da definição do número de Nusselt ( $Nu = h\delta/\lambda$ ). Foi relatado que, como o número de Reynolds das gotas é baixo, pode-se considerar que há na camada de vapor um escoamento totalmente desenvolvido, confinado entre uma superfície uniformemente aquecida e outra isolada com convecção forçada. Dentro desses parâmetros, pode-se considerar o número de Nusselt constante e igual a 5,39. Assim, a única variável que falta analisar é a espessura da camada de vapor. Para isso, Lelong et al. (2010) realizaram um balanço de forças para a camada de vapor durante o impacto e chegaram à seguinte relação para a espessura:

$$\delta_v(t) = \left[ \frac{9\mu_v R_d Nu \lambda_v (T_v - T_{sat})}{4\rho_l \rho_v \Delta h_v (a_n + g)} \right]^{1/4} \left( \frac{R_s(t)}{R_d} \right) \quad (2.32)$$

Com isso, a forma final para a energia dissipada pode ser dada por:

$$E_{EL} = \pi \left[ \frac{8}{9} (Nu \lambda_v (T_W - T_{SAT}) R_d)^3 \frac{\rho_v \rho_L h_{LV}^* [g + a_n]}{\mu_v} \right]^{1/4} \int_0^{t_R} R_s(t) dt + \epsilon_w \sigma_B (T_W^4 - T_L^4) \pi \int_0^{t_R} R_s^2(t) dt \quad (2.33)$$

O trabalho de Gradeck et al. (2013) possui várias semelhanças com o trabalho realizado por Lelong et al. (2010), visto que os dois trabalhos possuem autores em comum. Porém, o trabalho de Gradeck et al. (2013) seguiu um caminho mais voltado aos dados experimentais. Quanto ao

modelo dinâmico, foi utilizada a mesma analogia massa-mola, apresentando, portanto, a mesma equação para o raio de espalhamento dado pela Equação 2.28. No entanto, para os coeficientes de amortecimento e rigidez equivalentes, foram feitas algumas alterações. No amortecimento, houve uma ligeira modificação no valor da constante  $j$ , que é o expoente ao qual o número de Reynolds está sendo elevado, e foi obtido um valor de 0,1 para a constante  $J$  que multiplica toda a equação. Já para a rigidez, foi apresentada uma relação mais simples, mas ainda dependente do número de Weber. Essas relações são dadas por:

$$\eta = 0,1\mu_L D_d Re^{0.8} \quad (2.34)$$

$$k = \frac{4\pi\sigma}{5} (0,92We + 1,25) \quad (2.35)$$

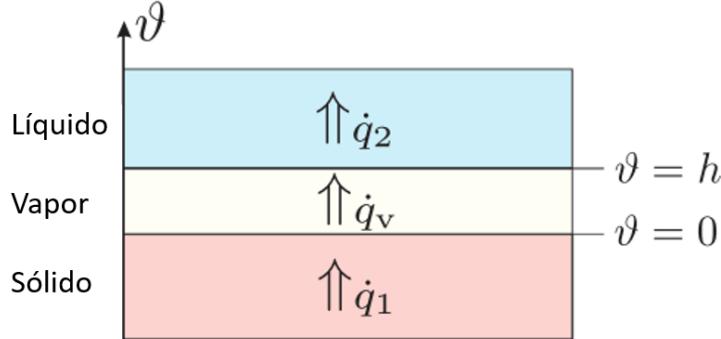
Para o modelo da energia dissipada, Gradeck et al. (2013) utilizam a mesma soma de fluxos (convecção mais radiação) feita por Lelong et al. (2010). Entretanto, Gradeck et al. (2013) não utilizaram a hipótese de escoamento laminar na camada de vapor. Assim foi colocado na equação da energia dissipada o próprio coeficiente de calor, ficando na forma:

$$E = \int_0^{t_R} h_{W,V} (T_W - T_V) \pi R_s^2(t) dt + \int_0^{t_R} \epsilon_w \sigma_B (T_W^4 - T_L^4) \pi R_s^2(t) dt \quad (2.36)$$

Com isso, Gradeck et al. (2013) aplicaram esse modelo aos seus dados experimentais. Negligenciando a parte referente à radiação para as temperaturas abaixo de 700 °C, o modelo apresentado se mostra como uma forma prática de obter valores para o coeficiente de transferência de calor. Foram obtidos valores entre 20 e 80 MW m<sup>-2</sup> K<sup>-1</sup> para temperaturas variando de 350 a 450 °C e gotas com diâmetro próximo de 200 μm.

Por último, tem-se o trabalho mais recente entre os apresentados, o de Breitenbach, Roisman e Tropea (2017). Nesse trabalho, foi proposto um modelo para a troca de calor que considera a formação e expansão de camadas limites térmicas na camada de vapor, tanto na interface com a parte líquida (gota) quanto com a superfície sólida. Analisando o tamanho dessas camadas limites, verifica-se que, por serem muito menores que as dimensões da gota, é válida a hipótese de fluxo unidimensional. Dessa forma, os fluxos envolvidos seguem o diagrama mostrado na Fig. 14, no qual  $\dot{q}_1 = \dot{q}_v$  e  $\dot{q}_2 < \dot{q}_v$ , pois parte do fluxo é utilizada para evaporar a gota. Foi realizado um balanço de energia nas duas interfaces, permitindo a análise da taxa de evaporação da gota e da evolução da camada de vapor, que possui sua menor espessura nas fases iniciais do impacto devido à inércia da gota. Assim, como a transferência de calor é inversamente proporcional à espessura da camada de vapor — conforme também já relatado nos outros trabalhos apresentados — a troca de calor com a parede ocorre principalmente nos primeiros momentos do impacto.

Figura 14 – Modelo unidimensional proposto por Breitenbach, Roisman e Tropea (2017).



Fonte:(BREITENBACH; ROISMAN; TROPEA, 2017)

Dessa forma, para a energia dissipada pela gota, Breitenbach, Roisman e Tropea (2017) chegaram a um modelo que considera apenas esse período inicial do impacto, o qual pode ser dado por:

$$Q_{\text{single}} = \frac{4.63d^{5/2}Ge_w(T_w - T_{\text{sat}})}{u^{1/2}(K + 2G)} \quad (2.37)$$

$$G = \frac{\sqrt{\pi}\lambda_v\rho_1h_{lv}}{2(T_w - T_{\text{sat}})e_w^2}; \quad B = \frac{\sqrt{5}(T_{\text{sat}} - T_l)e_l}{\sqrt{\pi}(T_w - T_{\text{sat}})e_w} \quad (2.38)$$

$$K = \sqrt{(B - G)^2 + \frac{4G}{\sqrt{\pi}}} - B - G, \quad (2.39)$$

onde  $e_w$  e  $e_l$  são as efusividades térmicas, respectivamente, da parede e do líquido,  $u$  é a velocidade de impacto da gota,  $h_{lv}$  é o calor latente do fluido,  $\lambda_v$  é a condutividade térmica do vapor, e  $K$ ,  $G$  e  $B$  são constantes adimensionais.

Para o espalhamento da gota durante o impacto, Breitenbach, Roisman e Tropea (2017) aproximaram o comportamento da gota por meio de uma parábola, dada por:

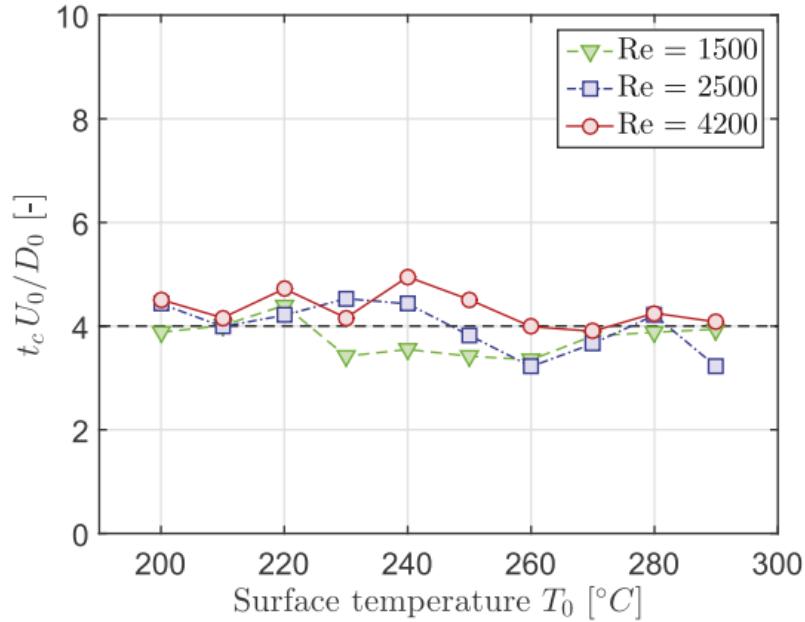
$$D(t) = 4D_{\max} \left[ \frac{t}{t_c} - \left( \frac{t}{t_c} \right)^2 \right] \quad (2.40)$$

$$D_{\max} = 0,81d(1 + 0,36We^{0,48}) \quad (2.41)$$

Por fim, Breitenbach, Roisman e Tropea (2017) agruparam o tempo de residência,  $t_c$ , em um tempo de contato adimensional, utilizando a velocidade da gota,  $u$ , e o diâmetro da gota,  $d$ . A partir disso, observaram o comportamento desse adimensional para diferentes regimes de impacto, como pode ser visto na Fig. 15. Foi relatado que o tempo de contato adimensional não possui influência significativa da temperatura da parede e, portanto, poderia ser considerado constante. Assim, o tempo de residência pode ser dado por:

$$t_c = 4 \frac{d}{u} \quad (2.42)$$

Figura 15 – Dados experimentais do tempo de contato adimensional para diferentes números de Reynolds de impacto.



Fonte: (BREITENBACH; ROISMAN; TROPEA, 2017).



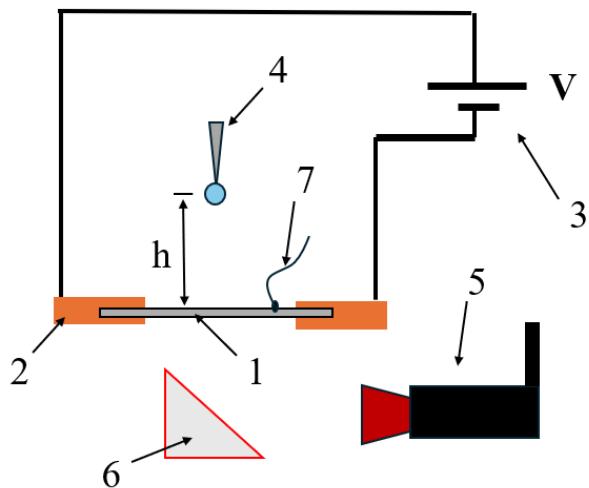
### 3 EXPERIMENTO DE IMPACTO DE GOTA ISOLADA

#### 3.1 Metodologia

##### 3.1.1 Bancada Experimental

Como parte do trabalho realizado pelo aluno durante sua primeira iniciação científica, foi projetada uma bancada experimental para o estudo do impacto de gotas em uma superfície aquecida por meio da técnica de termografia infravermelha. Devido aos diferentes projetos sendo desenvolvidos pelo grupo de pesquisa ao qual o aluno faz parte, a bancada foi aprimorada para possibilitar a implementação simultânea de diferentes métodos de medição e análise, como, por exemplo, o Shadowgraph, que serve para analisar o comportamento hidrodinâmico da gota durante o impacto. Porém, para as análises e dados mostrados neste trabalho, a bancada pode ser simplificada para os componentes mostrados na Fig. 16.

Figura 16 – Desenho esquemático da bancada experimental: 1) seção de testes; 2) contatos elétricos; 3) fonte de alimentação; 4) agulha; 5) câmera no infravermelho; 6) espelho infravermelho; 7) Termopar.



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

A bancada, portanto, é composta basicamente por uma chapa metálica (AISI 304L) com uma região de trabalho de 100x30 mm e espessura de 0,45 mm, que está em contato com duas peças de cobre, as quais estão conectadas a uma fonte de alimentação programável (TDK-Lambda Gen 7.5-1000-3P208) capaz de fornecer uma corrente de até 1000 A e uma tensão de 7,5 V. Essa corrente é responsável por aquecer a chapa, por meio do efeito Joule, até a temperatura de teste. Para possuir uma medição de referência da temperatura da chapa, um termopar foi soldado na superfície superior fora da zona de impacto da gota. Esse termopar serve apenas para ajudar na calibração da câmera e no controle inicial da temperatura. Para a geração e liberação da gota, foi utilizada uma agulha hipodérmica de calibre 34G conectada, por meio de uma tubulação flexível, a uma seringa de vidro presa a uma bomba de injeção programável. O acionamento

da bomba libera um volume específico de líquido que se concentra na ponta da agulha e se desprende por meio da gravidade ou de algum estímulo forçado. A altura da agulha em relação à chapa serve como parâmetro para controlar a velocidade de impacto da gota. Por fim, temos a câmera termográfica (FLIX X6580sc) posicionada em frente a um espelho infravermelho que redireciona a imagem da superfície inferior da chapa, a qual foi pintada de preto para aumentar sua emissividade. Algumas regiões na extremidade da chapa foram deliberadamente deixadas sem pinturas para auxiliar a identificação da posição do termopar, que foi posicionado entre essas regiões.

### 3.1.2 Condições e protocolo experimentais

Foram realizados experimentos com temperaturas de superfície entre 120 e 700 °C, para um total de 7 alturas de liberação da gota. A partir das análises das imagens obtidas pela técnica de shadowgraph, realizadas em conjunto com as medições termográficas, foi obtido um valor médio de  $2,1 \pm 0,1$  mm para o diâmetro da gota. A combinação das alturas de liberação com o diâmetro de gota obtidos resultou em números de Weber de impacto,  $We_d$ , entre 4 e 330.

Para a realização dos experimentos foi seguido o seguinte protocolo.

1. Escolhida a temperatura que será estudada, programa-se a câmera infravermelho com um tempo de integração que atenda à faixa de temperatura que se espera alcançar e que maximize o nível digital registrado, proporcionando melhor precisão na filmagem. A taxa de aquisição é inicialmente fixada em um valor baixo (entre 10 e 14 Hz) para sincronizar com a medição do termopar. Com isso, a fonte é ligada e controlada manualmente até que a chapa se estabilize na temperatura desejada.
2. Com a temperatura estabilizada, desliga-se a fonte de alimentação e inicia-se uma filmagem com a câmera infravermelho, de forma sincronizada com o início da captação de dados da medição de temperatura feita pelo termopar. Deixa-se a chapa resfriar-se de forma natural por um período suficientemente longo para capturar toda a faixa de temperatura que será observada durante o experimento de impacto. A partir desses dados, faz-se a calibração da relação entre o nível digital da câmera e a temperatura, seguindo a mesma metodologia proposta por Peña Carrillo et al. (2019). Os dados gerados por essas medições também são utilizados para contabilizar o fluxo de calor por convecção natural, quando se está fazendo o cálculo da energia dissipada pela gota.
3. Após a medição para calibração, a câmera é reconfigurada para uma taxa de aquisição de 800 Hz, mantendo-se o mesmo tempo de integração para não modificar a leitura dos níveis digitais, e para filmar um total de 10 segundos. O tempo prolongado de filmagem serve para acomodar as incertezas em relação ao momento de liberação da gota.
4. A agulha é então posicionada na altura desejada para o teste em questão, com base na velocidade que se deseja estudar.

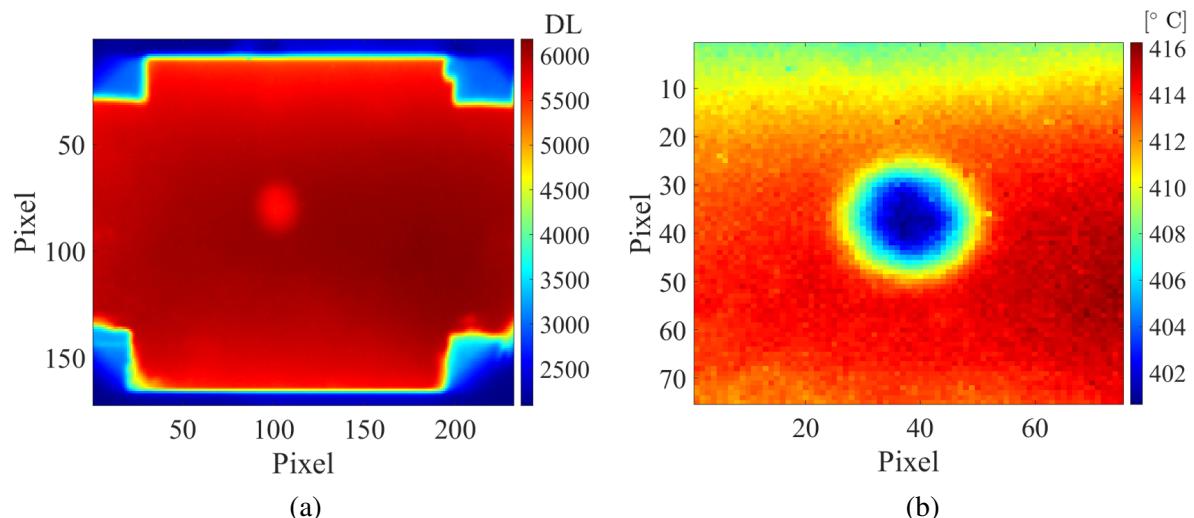
5. Um sinal é enviado pelo computador para iniciar a liberação da gota de forma simultânea com o desligamento da fonte de alimentação e o início da filmagem.
6. Realizado o experimento, a fonte é religada e a câmera é rearmada. O procedimento a partir do item 4 é repetido até que todas as alturas pretendidas sejam realizadas. A partir desse momento, passa-se para outra temperatura de teste, retornando ao procedimento descrito no item 1.

### 3.1.3 Tratamento dos dados

Após a realização dos experimentos, é necessário tratar as imagens obtidas pela câmera infravermelha para extrair as informações relevantes para este trabalho, uma vez que a câmera fornece apenas imagens cruas, indicando o nível digital (*DL*) registrado em cada píxel. Esse tratamento foi realizado no software comercial MATLAB, utilizando tanto códigos prontos disponíveis na internet para a leitura dos arquivos *.ptw* e *.ats* gerados pela câmera, quanto códigos desenvolvidos pelo aluno para as etapas subsequentes do tratamento, como a identificação do ponto de impacto, a conversão dos níveis digitais em temperatura, entre outros.

Na Fig. 17(a), é possível observar um exemplo de imagem fornecida pela câmera em um frame, no qual é visível a perturbação causada pela gota. A região avermelhada corresponde à área da chapa pintada de preto, que emite radiação elevada, gerando níveis digitais altos na câmera. Como o comprimento da chapa é conhecido, ao contabilizar a quantidade de píxeis contidos nessa dimensão, é possível determinar o tamanho equivalente de cada píxel. Já a região azulada representa as partes da chapa que foram deixadas sem pintura, além do ambiente ao redor da chapa, os quais emitem relativamente menos radiação.

Figura 17 – Exemplo de imagens obtidas durante o tratamento de dados: a) Imagem crua fornecida pela câmera com dados e nível digital; b) Imagem fornecida pelo código de tratamento com dados em  $^{\circ}\text{C}$ ;



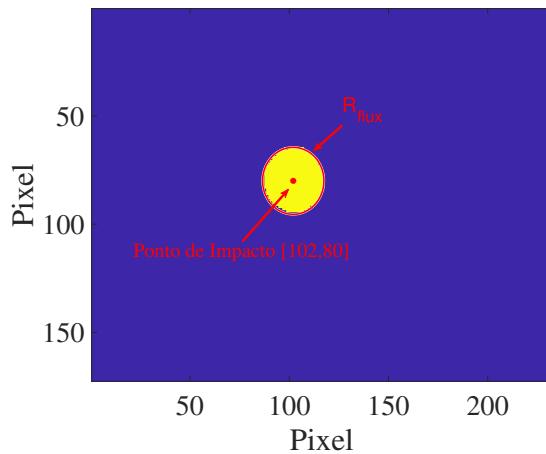
Fonte: Imagem elaborada pelo autor

Devido à imprecisão em relação ao ponto exato onde a gota irá cair, é necessário filmar uma porção relativamente grande da chapa, o que resulta em uma imagem de 172×232 píxeis. Como a filmagem pode atingir até 8000 frames (10 segundos), a quantidade de dados no arquivo cru é extremamente grande. Assim, a primeira etapa do tratamento de dados consiste em localizar o momento e a posição do impacto para reduzir a quantidade de frames a serem tratados e ajustar as imagens ao enquadramento mostrado na Fig. 17(b), com apenas 75×75 píxeis centrado no ponto de impacto.

Para buscar a região de impacto, o código identifica inicialmente o contorno da área pintada e anula todos os píxeis fora dessa região, já que esses podem apresentar grandes flutuações de valor não relacionadas ao fenômeno estudado e interferir nos cálculos. Em seguida, calcula-se a diferença frame a frame dos valores de níveis digitais dos píxeis e determina-se a média e o desvio padrão dessa diferença ao longo de toda a filmagem. Ao selecionar apenas os píxeis cujas diferenças superam a média mais cinco desvios padrão, identificam-se os píxeis afetados pela gota.

Com isso, é possível determinar o frame que apresenta o maior número de píxeis afetados. Adotando a hipótese de que o espalhamento da gota segue um padrão circular e que ela não se move horizontalmente após o contato com a superfície, ao calcular o centroide da região composta pelos píxeis afetados, se está também calculando o ponto de impacto. Na Fig. 18, é mostrado um exemplo de frame obtido durante a identificação do ponto de impacto, no qual a região amarela representa a área afetada pela gota.

Figura 18 – Exemplo de imagem mostrando de forma binaria a região de impacto da gota.



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

A partir da mesma imagem mostrada na Fig. 18, é possível computar o primeiro parâmetro que será estudado, o raio do fluxo de calor,  $R_{flux}$ . Como o frame utilizado para a obtenção do ponto de impacto é aquele em que a região de influência da gota foi identificada como sendo máxima, ao calcular a distância média das extremidades ao centro da região, é possível determinar o raio de atuação do fluxo de calor gerado pela gota. Isso ocorre porque é ele quem

está alterando a temperatura da chapa e, portanto, o nível digital que estamos analisando. Com o ponto de impacto identificado, analisa-se o valor das diferenças de nível digital nesse ponto ao longo dos frames, e identifica-se o frame no qual ele começa a aumentar, representando o início da atuação da gota. Todos os frames anteriores a esse, no equivalente a 0,1 s, são descartados para reduzir a quantidade de dados.

A partir disso, é obtido um conjunto de imagens menores (75x75 pixels) e com menor número de frames, mas que ainda mantêm os valores em nível digital. Assim, a próxima etapa consiste em converter esses valores para graus Celsius ( $^{\circ}\text{C}$ ). Essa conversão é realizada a partir da equação de Planck dada por:

$$T = \frac{C_2}{\ln\left(\frac{C_1}{DL-C_3} + 1\right)} - 273,15 \quad (3.1)$$

onde  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  são constantes determinadas a partir do ajuste dos dados obtidos na filmagem de calibração com a leitura dos termopares.

Com isso, passamos para a parte final, que consiste na obtenção do fluxo de calor exercido pela gota. Para isso, basicamente, é necessário encontrar a condição de contorno imposta no problema de condução de calor na chapa. Isso acarreta em um problema malposto, sendo necessário aplicar uma metodologia de problemas inversos. Foi implementado, então, um código de método inverso para problemas de condução de calor 3D, desenvolvido pelo professor orientador Arthur Oliveira, que realiza o cálculo do fluxo a partir da solução no espaço de Fourier e da função de especificação de método proposta por Beck, Blackwell e Clair (1985). Uma explicação mais detalhada do método inverso pode ser encontrada no artigo publicado pelo professor (OLIVEIRA; GRADECK, 2024). Com o perfil do fluxo de calor, é realizada uma integral numérica no tempo e no espaço para a obtenção da energia dissipada pela gota,  $E_d$ .

Para obter um parâmetro mais genérico que facilite a comparação com trabalhos da literatura, a energia dissipada foi convertida em um número adimensional conhecido como efetividade, que consiste na razão entre a energia dissipada pela gota e sua capacidade total de absorver calor. O cálculo da efetividade pode ser dado por:

$$\epsilon = \frac{E_d}{m_d [c_p (T_{sat} - T_d) + h_{lv}]} \quad (3.2)$$

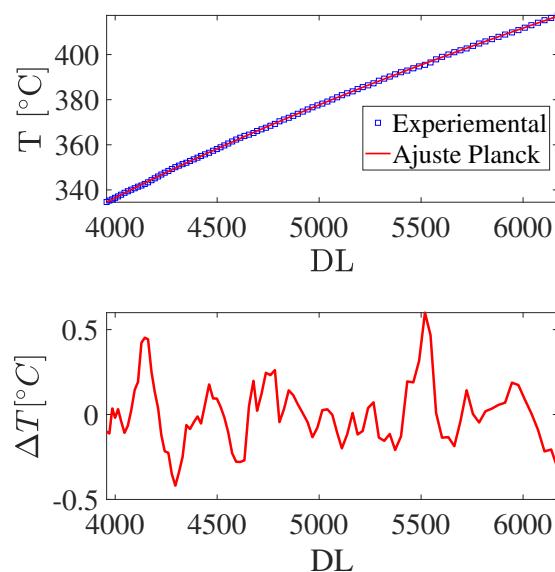
onde  $m_d$  é a massa da gota,  $c_p$  é o calor específico da água,  $T_{sat}$  é a temperatura de saturação da água,  $T_d$  é a temperatura da gota, e  $h_{lv}$  é o calor latente de vaporização da água.

### 3.1.4 Análise de incertezas

Uma das principais fontes de incertezas no tratamento dos dados experimentais está na conversão dos níveis digitais para graus Celsius. Além disso, como a taxa de resfriamento muda com a variação da temperatura inicial do teste, a precisão dos dados pode variar dependendo das condições experimentais. Porém, ao ajustarmos o tempo de integração da câmera infravermelha para cada faixa de temperatura trabalhada, foi possível manter uma boa razão sinal-ruído em

todos os testes. Dessa forma, como pode ser observado na Figura 19, obtida durante a calibração dos testes realizados para a temperatura inicial de 450 °C, conseguimos alcançar uma precisão de  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  com um intervalo de confiança de 95%, quando comparado com a medição de temperatura do termopar. Devido a calibração em loco da câmera, realizada para cada faixa de temperatura, fatores como refletividade do espelho infravermelho e emissividade da superfície não afetam a precisão das medições. Em relação à estimativa da energia dissipada pela gota, Oliveira e Gradeck (2024) mostraram que, utilizando o método inverso proposto por eles, no pior caso, o erro ainda é inferior a 8%.

Figura 19 – Exemplo do ajuste feito pela lei de Planck para calibração do de um teste com temperatura inicial de parede igual a 450 °C.



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

### 3.2 Resultados

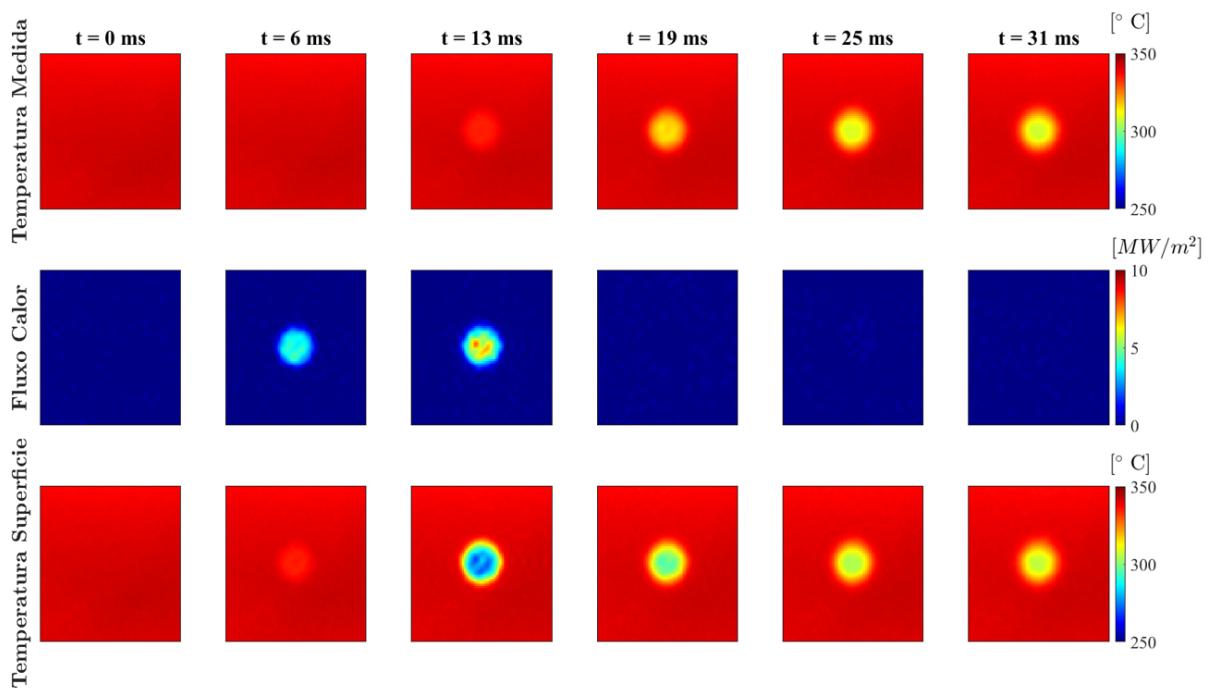
As condições experimentais utilizadas foram:

- Total de 105 experimentos;
- Seção de teste: Chapa de aço 304L com 0,45 mm de espessura
- Fluido: água;
- Temperatura do fluido: 23 °C
- Diâmetro de gota médio:  $2,1 \pm 0,1$  mm;
- Número de Weber de impacto: Entre 4 e 330;
- Temperaturas iniciais de parede: Entre 120 e 640 °C;

- Tamanho de Pixel: 174 mm;
- Taxa de aquisição da câmera: 800 fps.

Na Fig. 20, é apresentado um exemplo de imagens obtidas para um experimento realizado com temperatura de parede inicial de 350 °C e  $We = 60$ . Na primeira linha de imagens, observa-se a medição da temperatura da parte inferior da chapa metálica (oposta à face sendo impactada pela gota), na qual é possível identificar a região circular em que ocorre o resfriamento causado pela gota. Já na segunda e terceira linha, são mostrados o fluxo de calor e a temperatura de superfície reconstruída, respectivamente, para a superfície impactada. Esses dois parâmetros são obtidos após a aplicação do método inverso. Um ponto a se ressaltar é a diferença no tempo de aparecimento dos efeitos gerados pela gota entre as imagens de temperatura medida e as do fluxo de calor e temperatura reconstruída. Esse desfasamento ocorre porque as imagens representam dados de faces opostas da chapa: devido ao tempo necessário para o fluxo de calor atravessar de uma face à outra, a temperatura na face medida demora alguns milissegundos a mais para começar a diminuir em comparação com a face impactada.

Figura 20 – Exemplo de imagens obtidas para o experimento com temperatura de parede inicial 350 °C e  $We = 60$ .

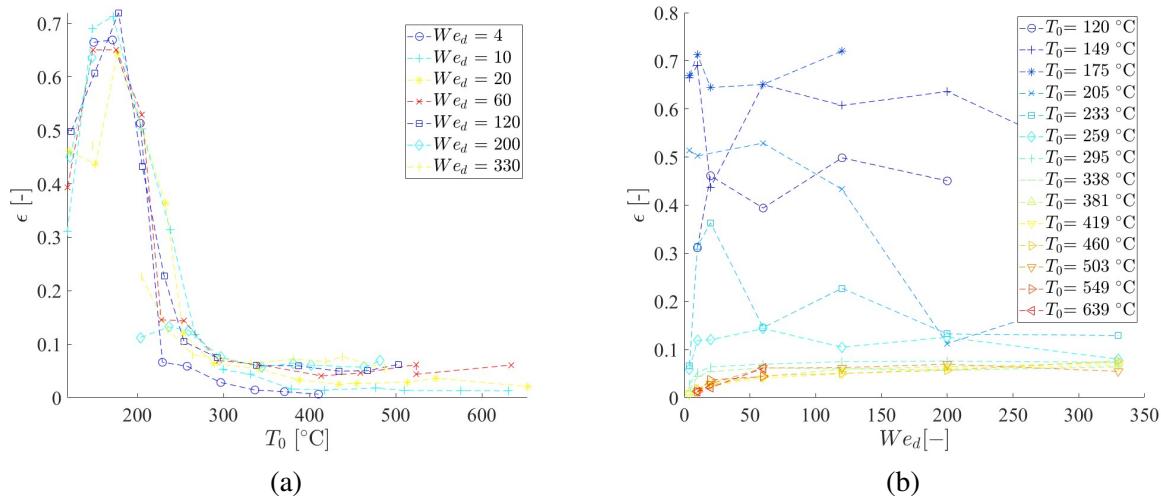


Fonte: Imagem elaborada pelo autor

Dentre os diversos parâmetros que podem ser extraídos após o tratamento dos dados obtidos, serão apresentados neste trabalho três parâmetros principais, diretamente ligados ao desenvolvimento do modelo de fluxo de calor que será proposto a seguir. Primeiramente, temos a efetividade, que está sendo apresentada de duas formas distintas na Fig. 21. Na Fig. 21(a), o eixo horizontal representa a temperatura inicial da superfície, e, na Fig. 21(b), temos o número de Weber ( $We_d$ )

do impacto. Para temperaturas baixas (inferiores ao que pode ser referido como temperatura de Leidenfrost), o valor da efetividade atinge valores expressivos devido ao contato direto com a parede e à possibilidade de permanência da gota no ponto de impacto por um período maior, permitindo a evaporação de uma parcela maior da gota. Fukuda et al. (2014) observaram o mesmo comportamento em seu trabalho com múltiplas correntes de gotas, porém apresentaram um pico de efetividade em uma temperatura mais elevada, em torno de 240 °C, em comparação aos nossos testes, que tiveram o pico próximo dos 160 °C. Ao aumentar a temperatura, os valores de efetividade tendem a valores mais baixos, ficando na casa de 0,05. Nesse regime, obtivemos valores na mesma ordem de grandeza que outros trabalhos da literatura (CASTANET et al., 2020; FUKUDA et al., 2014).

Figura 21 – Valores de efetividade para os experimentos realizados: a) Em função da temperatura da superfície no início no impacto; b) Em função do número de Weber de impacto:

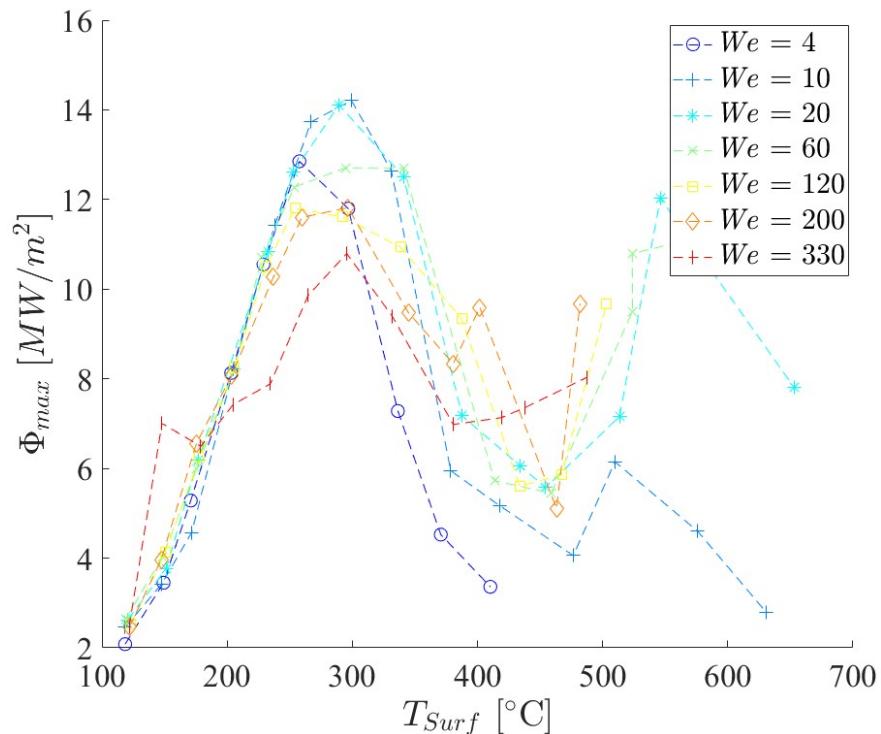


Fonte: Imagem elaborada pelo autor

O segundo parâmetro a ser apresentado é o fluxo máximo obtido o impacto da gota. Esse parâmetro é essencial, pois ele nos dá um ponto conhecido que pode ser usado para determinar outros parâmetros necessários para alimentar o modelo de fluxo ou para conferir a precisão do modelo. Como pode ser observado na Fig. 22 os valores de fluxo máximo, com já indicado na revisão bibliográfica, se apresenta em uma curva que se assemelha ao gráfico da ebulição em piscina. Para baixa temperatura, que representam regimes pre Leidenfrost, tem-se que o fluxo máximo aumenta com a temperatura até atingir um máximo seguido por um posterior decréscimo até um valor de mínimo. Vale apontar que o pico na curva do fluxo máximo não acontece na mesma temperatura do pico da máxima efetividade, visto que atingir um valor de fluxo maior não garante que ocorreu a máxima troca de calor durante o impacto, tendo em vista que outros fatores interferem no calor trocado, especialmente o tempo de contato. Em termos de valores absolutos, no pico da curva, foram obtidos valores entre 11 e 14 MW/m<sup>2</sup>. Castanet et al. (2020), entretanto, reportaram valores de fluxo de calor máximo significativamente mais

elevados, alcançando picos entre 28 e 32 MW/m<sup>2</sup>. Essa discrepância entre os valores não deve, necessariamente, ser interpretada como uma incompatibilidade entre os dois trabalhos, pois pode estar associada a diferenças nas formas de medição e no tratamento dos dados. Enquanto nos nossos experimentos a medição foi realizada na face oposta ao impacto da gota, no trabalho de Castanet et al. (2020), a medição foi feita diretamente na superfície de impacto. Assim, os resultados desses autores não foram influenciados pelo amortecimento causado pela difusão de calor ao longo da espessura da chapa. Além disso, os valores de pico do fluxo de calor são bastante sensíveis ao método inverso utilizado, como demonstrado por Oliveira e Gradeck (2024). Dessa forma, mesmo que os perfis de fluxo de calor sejam diferentes, é possível obter valores de energia dissipada semelhantes, como evidenciado pela proximidade entre os resultados deste trabalho e os de Castanet et al. (2020), o que reforça a importância da análise da efetividade nos trabalhos de resfriamento por impacto de gotas.

Figura 22 – Pico máximo de fluxo de calor.



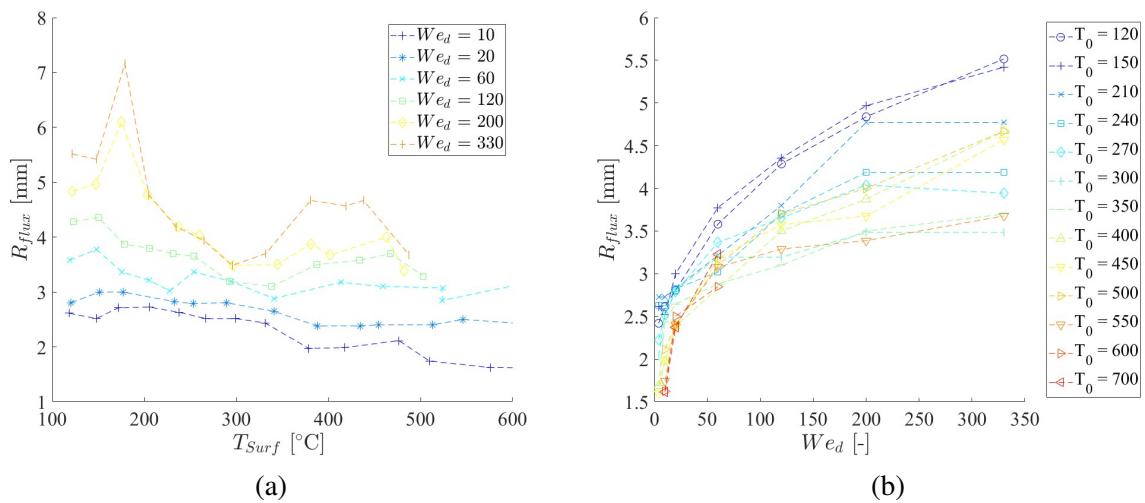
Fonte: Imagem elaborada pelo autor

Por último, tem-se o raio do fluxo,  $R_{flux}$ , que pode ser entendido como um representativo da área termicamente afetada pelo fluxo gerado pela gota. Como a análise que está sendo realizada, exceto pelos dados de tamanho da gota e velocidade de impacto, tem como base apenas as imagens de termografia, não é possível aferirmos diretamente o diâmetro de espalhamento da gota durante o impacto. Entretanto, é possível identificar qual é a região onde ocorre a presença do fluxo de calor, como foi mostrando na Fig. 18.

Com isso, é possível observar na Fig. 23(a) o comportamento do  $R_{flux}$  em relação à tempera-

tura da superfície, e na Fig. 23(b), em relação ao número de Weber. Foi observado que o raio do fluxo, para um número de Weber constante, apresenta uma ligeira diminuição com o aumento da temperatura. Porém, mantendo a temperatura da parede constante, verificou-se um aumento do  $R_{flux}$  com o aumento do  $We_d$ . Uma possível explicação para esse comportamento é a maior energia cinética da gota associada a números de Weber mais altos. Entretanto, a influência do número de Weber mostrou uma tendência a diminuir para valores elevados. Os valores de  $R_{flux}$  ficaram entre 1,4 e 5,2 vezes o raio da gota.

Figura 23 – Raio  $R_{flux}$  da área termicamente afetada durante o impacto da gota a) Em função da temperatura da superfície no início no impacto; b) Em função do número de Weber de impacto;



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

## 4 MODELO DE FLUXO DE CALOR

### 4.1 Metodologia e desenvolvimento

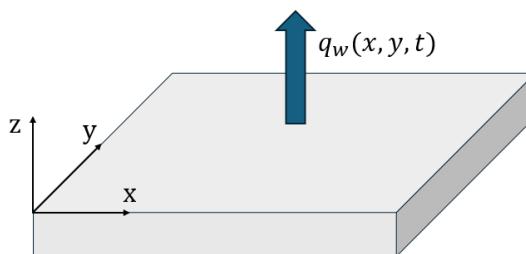
Uma das formas de estudo do resfriamento por spray proposta e desenvolvida pelo grupo de pesquisa é a construção de modelos computacionais que simulem de forma representativa os efeitos térmicos que um spray exerce sobre um sólido em resfriamento. Para isso, é necessário criar maneiras simplificadas de descrever o comportamento complexo e estocástico do spray, sem perder a significância desse tipo de fenômeno. Assim, é preciso integrar as informações apresentadas na revisão bibliográfica, tanto sobre a dinâmica do spray quanto sobre a dinâmica da gota isolada, com os dados obtidos nos experimentos de termografia por infravermelho.

Nesse contexto, uma abordagem promissora é observar o impacto apenas sob a perspectiva do sólido sendo resfriado. Ou seja, tratar a gota como um fluxo de calor aplicado na superfície, que, em sua forma, carregue as informações sobre a dinâmica do impacto. Como foi mostrado na revisão bibliográfica, é possível encontrar modelos prontos para a energia dissipada pela gota, assim como seu tempo de residência e diâmetro de espalhamento. Assim, ao construir um modelo de fluxo que leve em consideração esses e outros parâmetros passíveis de medição experimental, podemos facilitar a criação de modelos computacionais para o estudo dos sprays.

Na Fig. 24, observa-se um esquema do problema de transferência de calor que será considerado como base para a construção do modelo de fluxo. Nesse problema, são feitas algumas hipóteses simplificadoras, que são:

1. Fluxo de calor  $q_w$  sendo aplicado na face superior do sólido é proveniente apenas da interação com a gota;
2. Demais superfícies adiabáticas;
3. Geração de calor interna nula;

Figura 24 – Esquemático do problema transferência de calor.



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

Essas hipóteses estão alinhadas com o método inverso utilizado nos testes para a obtenção do fluxo de calor gerado pela gota. Assim, ao realizar um balanço de energia no sólido em questão,

a variação da energia interna do sólido ocorre apenas devido ao fluxo  $q_w$ , que, por sua vez, será igual à variação de energia observada pela gota. Dessa forma, a energia dissipada pela gota pode ser obtida por meio da integral do fluxo  $q_w$  na superfície superior e no tempo de duração do impacto, sendo descrita pela equação:

$$E_d = \int \int \int q_w(x, y, t) dx dy dt \quad (4.1)$$

Com base nessa equação, precisamos agora fazer algumas hipóteses sobre o fluxo  $q_w$  para podermos avançar com o cálculo da integral. Oliveira e Gradeck (2024), em seu trabalho para validar o método inverso utilizado neste estudo, fizeram algumas observações sobre o comportamento do fluxo de calor, a partir de um conjunto de dados de experimentos realizados anteriormente utilizando a mesma bancada dos dados apresentados neste trabalho (ROCHA; OLIVEIRA, 2023).

Foi apontado que existem dois comportamentos distintos para a distribuição espacial do fluxo, conforme ilustrado na Fig. 25. Para uma temperatura inicial da parede de 200 °C, o fluxo aproxima-se de um valor constante em toda a região de influência da gota, enquanto, para uma temperatura inicial da parede de 300 °C, a distribuição espacial apresenta um perfil próximo a uma função gaussiana. A amplitude das curvas nos dois casos, entretanto, mostrou comportamentos bastante similares, com um aumento rápido seguido por uma queda exponencial.

Esses comportamentos também foram observados nos testes apresentados na seção anterior, exemplificados na Fig. 26, sendo que, para temperaturas acima de 300 °C, o comportamento gaussiano para a distribuição espacial prevalece. Vale destacar também que a região termicamente afetada — ou seja, a região onde se observam valores significativos de fluxo — pode ser considerada praticamente constante, com formato circular, e associada ao parâmetro  $R_{flux}$ , discutido anteriormente e exemplificado na Fig. 26.

Dessa forma, a forma do fluxo de calor permanece a mesma ao longo do tempo, modificando apenas sua amplitude. Assim, podemos separar o fluxo em duas funções independentes: uma função  $f(t)$ , responsável por controlar a intensidade do fluxo ao longo do tempo, e uma função  $g(x, y)$ , responsável por descrever sua distribuição espacial, de tal forma que:

$$q(x, y, t) = f(t)g(x, y) \quad (4.2)$$

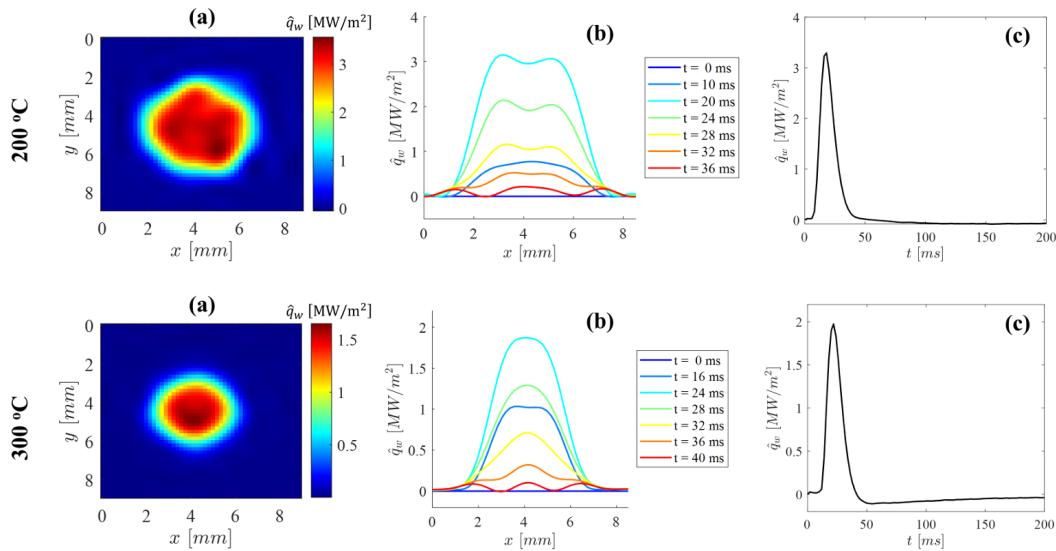
Com isso, a realização da integral tripla do fluxo descrita pela Eq. 4.1 torna-se mais simples, pois podemos separá-la em uma integral temporal e uma integral de superfície na região delimitada por um círculo de raio  $R$  centrado no ponto de impacto. Assim, adotando  $E_t$  como a integral no tempo e  $E_{x,y}$  como a integral no espaço, temos que:

$$E_d = \int \int \int f(t)g(x, y)dx dy dt \quad (4.3)$$

$$E_d = \left( \int f(t)dt \right) \int \int g(x, y)dx dy \quad (4.4)$$

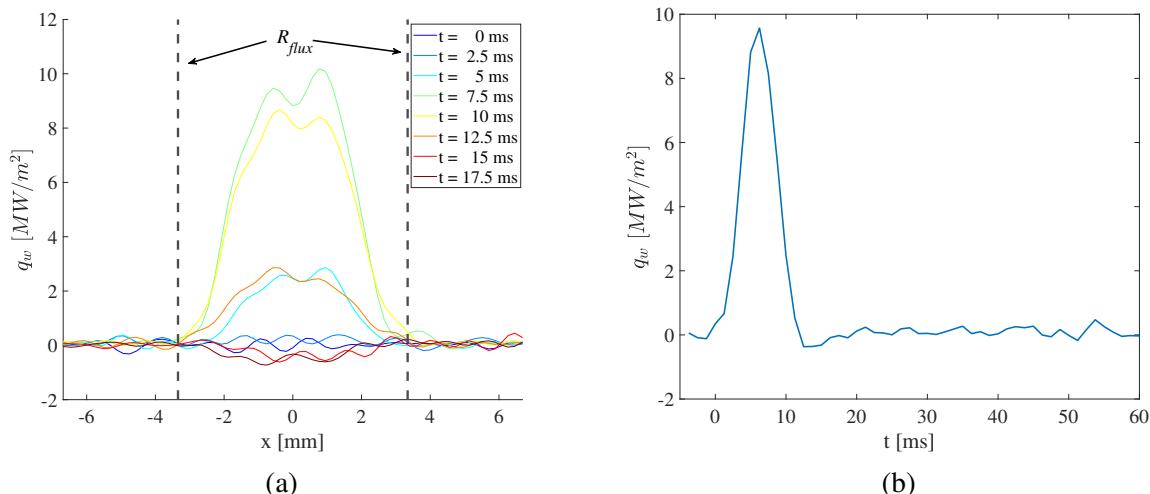
$$E_d = E_t E_{x,y} \quad (4.5)$$

Figura 25 – Resultados experimentais de impacto de gota única em superfície aquecida (ROCHA; OLIVEIRA, 2023). a) Exemplo de fluxo de calor estimado 18 ms depois do impacto; b) perfil estimado do fluxo de calor no centro da posição de impacto na direção  $x$ ; c) evolução do fluxo de calor no centro da região de impacto.



Fonte: (OLIVEIRA; GRADECK, 2024)

Figura 26 – Fluxo de calor para temperatura de parede inicial de 700 °C e  $We = 60$ : a) Distribuição do fluxo ao longo de uma linha vertical passando pelo centro da região de impacto; b) Comportamento no tempo do fluxo no centro da região de impacto.



Fonte: Elaborada pelo autor

Agora que podemos trabalhar separadamente com as integrais no tempo e no espaço, começaremos primeiramente com a construção da função  $f(t)$ . A forma escolhida, com base nas observações dos testes experimentais, foi a de uma subida linear rápida seguida por uma queda exponencial. Assim, podemos descrever  $f(t)$  como:

$$\begin{cases} f(t) = (q_0/t_{peak})t, & \text{Para } 0 < t < t_{peak} \\ f(t) = q_0 e^{-\frac{t-t_{peak}}{\tau}}, & \text{Para } t \geq t_{peak} \end{cases} \quad (4.6)$$

tal que  $q_0$  é uma constante associada ao pico do fluxo,  $t_{peak}$  é o tempo necessário para atingir o valor de pico, e  $\tau$  é uma constante de tempo do decaimento exponencial. Assim, assumindo  $t_r$  como o tempo de residência da gota, basta efetuarmos a integral da função  $f(t)$  entre 0 e  $t_r$ . Com isso, chegamos a:

$$E_t = \int_0^{t_r} f(t) dt = \int_0^{t_{peak}} (q_0/t_{peak})t dt + \int_{t_{peak}}^{t_r} q_0 e^{-\frac{(t-t_{peak})}{\tau}} dt \quad (4.7)$$

$$E_t = \int_0^{t_r} f(t) dt = q_0 \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \tau(1 - e^{-\frac{t_r-t_{peak}}{\tau}}) \right] \quad (4.8)$$

A partir da Eq. 4.8, podemos computar a parte da integral do fluxo referente à dimensão temporal a partir de quatro parâmetros que podem ser retirados direta ou indiretamente de resultados experimentais, sendo eles  $q_0$ ,  $t_{peak}$ ,  $t_r$  e  $\tau$ . Porém, se trabalharmos com as propriedades das exponenciais decrescentes, podemos relacionar os dois últimos parâmetros,  $t_r$  e  $\tau$ , simplificando o modelo. Como se está considerando que o tempo de residência é o intervalo no qual se têm valores significativos de fluxo e, portanto, podendo ser associado à presença da gota, podemos assumir que ( $t_r - t_{peak} = f_t \tau$ ), em que  $f_t$  é uma constante ajustável que determina o nível no qual o valor de fluxo deve ser considerado nulo. Por exemplo, ao escolher  $f_t = 3$ , quando  $t = t_r - t_{peak}$ , o fluxo estará abaixo de 5% do valor de pico. Dessa forma, ao introduzir essa constante, reduzimos um parâmetro que precisa ser obtido experimentalmente ou por algum outro modelo físico e ganhamos um parâmetro que nos permite flexibilidade para ajustar nosso modelo. Ao aplicar esse conceito, obtém-se a seguinte equação para a integral da função  $f(t)$ :

$$E_t = \int_0^{t_r} f(t) dt = q_0 \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] \quad (4.9)$$

Passamos agora para a construção do modelo para a função  $g(x, y)$ , que representa a distribuição espacial do fluxo de calor. Como já discutido anteriormente, a forma da função no espaço, quando observada por uma linha que passa pelo centro da região de impacto, pode apresentar um perfil constante ou algo mais próximo de um perfil gaussiano. Considerando que a distribuição possui simetria radial, independente da direção na qual essa linha é traçada, o formato da curva será o mesmo.

Dessa forma, será construído um modelo para  $g(x, y)$  correspondente a cada tipo de forma. Começando pelo perfil gaussiano, ou também conhecido como distribuição normal, sua expressão, quando escrita para uma distribuição bidimensional, assume a seguinte forma:

$$g(x, y) = ae^{-b(x^2+y^2)} \quad (4.10)$$

onde  $a$  e  $b$  são constantes. Seguindo a mesma lógica utilizada para a função  $f(t)$ , em que se obteve benefícios ao trabalhar com propriedades de funções conhecidas, é interessante utilizar uma representação comum para funções gaussianas. Dessa forma, definindo  $a = \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}}$  e  $b = \frac{1}{2\sigma_g^2}$ , onde  $\sigma_g$  é o desvio padrão da distribuição, a função  $g(x, y)$  pode ser reescrita como:

$$g(x, y) = \left( \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) e^{-\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)(x^2+y^2)} \quad (4.11)$$

Essa forma é amplamente adotada em análises estatísticas de distribuições normais. Com isso, temos agora uma função matemática na qual se pode realizar a integração em uma região circular  $S$  de raio  $R$  que delimita a região termicamente afetada pela gota. Assim, tem-se que, considerando que  $x^2 + y^2 < R^2$ :

$$E_{x,y} = \int \int_S g(x, y) dS = \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{\sqrt{R^2-x^2}} \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} \left( \frac{1}{c\sqrt{2\pi}} \right) e^{-\left(\frac{1}{2c^2}\right)(x^2+y^2)} dx dy, \quad (4.12)$$

Entretanto, com as duas dimensões da equação sendo interdependentes, torna-se muito difícil resolver a integral dupla no sistema de coordenadas cartesianas. Com isso, ao realizar uma mudança de coordenadas para um sistema polar com coordenadas  $r$  e  $\theta$ , da forma que:

$$x = r \cos(\theta) \quad (4.13)$$

$$y = r \sin(\theta) \quad (4.14)$$

é possível obter duas variáveis com limites independentes que nos fornecem a seguinte equação:

$$E_{x,y} = \int_{-\sqrt{R^2-x^2}}^{\sqrt{R^2-x^2}} \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} \left( \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) e^{-\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)(x^2+y^2)} dx dy = \int_0^{2\pi} \int_0^R \left( \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) e^{-\left(\frac{r^2}{2\sigma_g^2}\right)} r dr d\theta \quad (4.15)$$

Para simplificar ainda mais, pode-se realizar uma mudança de variável, de tal maneira que:

$$\begin{cases} -\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)r^2 = u \\ -(\sigma_g^2)du = rdr \end{cases} \quad (4.16)$$

Com isso,

$$E_{x,y} = - \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{-R^2}{2\sigma_g^2}} \left( \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) e^u \sigma_g^2 du d\theta = - \int_0^{2\pi} \left( \frac{\sigma_g}{\sqrt{2\pi}} \right) d\theta \int_0^{\frac{-R^2}{2\sigma_g^2}} e^u du \quad (4.17)$$

Por fim, basta realizarmos as integrais, que agora se tornaram mais simples, da forma que se obtém:

$$E_{x,y} = -\left(\frac{2\sigma_g \pi}{\sqrt{2\pi}}\right) \int_0^{\frac{-R^2}{2\sigma_g^2}} e^u du \quad (4.18)$$

$$E_{x,y} = -(\sigma_g \sqrt{2\pi}) \left( e^{\frac{-R^2}{2\sigma_g^2}} - 1 \right) \quad (4.19)$$

Com isso, obtemos uma equação para a parte espacial da integral do fluxo de calor que depende apenas de dois parâmetros: uma constante  $\sigma_g$ , responsável pela forma da curva, e o parâmetro  $R$ , que representa o limite de integração considerado. Porém, uma das características das funções gaussianas é que, ao se distanciar do ponto central, a função tende a zero. Dessa forma, considerando que o limite de integração  $R$  foi definido para representar a área com valores de fluxo significativos, podemos fazer esse parâmetro tender ao infinito e apenas controlar  $\sigma_g$ , e, portanto, a forma, para conter o fluxo de calor significativo dentro da região desejada. Assim, a equação 4.19 pode ser simplificada, com  $R$  tendendo ao infinito, como:

$$E_{x,y} = (\sigma_g \sqrt{2\pi}) \quad (4.20)$$

Da mesma forma que a expressão  $t_r - t_{peak}$  e o parâmetro  $\tau$  foram associados na função  $f(t)$ , por meio de um fator que permitia escolher o momento em que o valor da função pode ser considerado desprezível frente ao pico, pode-se criar um fator  $f_s$  tal que:  $R_{flux} = f_s \sigma_g$ . O fator  $f_s$ , portanto, pode ser escolhido para que a fronteira na qual os valores de fluxo de calor do modelo estão sendo considerados negligenciáveis sejam associados ao parâmetro experimental. Dessa forma, substituindo as equações 4.9 e 4.20 na equação 4.5 podemos chegar em uma expressão para calcular a energia dissipada a partir dos parâmetros principais que moldam o perfil do fluxo de calor, dada por:

$$E_d = E_t E_{x,y} = q_0 \sigma_d \sqrt{2\pi} \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] \quad (4.21)$$

sendo que o fluxo de calor em si, para o perfil gaussiano, pode ser descrito pela equação:

$$\begin{cases} q_w(x, y, t) = (q_0 t / t_{peak}) \left( \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) e^{-\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)(x^2+y^2)}, & \text{Para } 0 < t < t_{peak} \\ q_w(x, y, t) = q_0 e^{-\frac{f_t(t-t_{peak})}{t_r-t_{peak}}} \left( \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) e^{-\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)(x^2+y^2)}, & \text{Para } t \geq t_{peak} \end{cases} \quad (4.22)$$

A partir da equação 4.25, que combina as equações  $f(t)$  e  $g(x, y)$ , podemos combinar alguns parâmetros para inserir mais um parâmetro experimental, o  $q_{max}$ . Para isso, basta computarmos a função  $q_w(x, y, t)$  para o ponto central no momento em que  $t = t_{peak}$ , da forma que:

$$q_w(0, 0, t_{peak}) = \left( \frac{q_0}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} \right) = q_{max} \quad (4.23)$$

Assim, é possível reescrever as equações 4.21 e 4.25, tal que:

$$E_d = 2\pi q_{max} \sigma_d^2 \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] \quad (4.24)$$

$$\begin{cases} q_w(x, y, t) = (q_{max} t / t_{peak}) e^{-\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)(x^2+y^2)}, & \text{Para } 0 < t < t_{peak} \\ q_w(x, y, t) = q_{max} e^{-\frac{f_t(t-t_{peak})}{t_r-t_{peak}}} e^{-\left(\frac{1}{2\sigma_g^2}\right)(x^2+y^2)}, & \text{Para } t \geq t_{peak} \end{cases} \quad (4.25)$$

Mesmo que a equação 4.24 sirva como uma forma de computar o valor de energia dissipada, ela não foi construída com essa finalidade. Visto que a energia dissipada é um dos parâmetros mais facilmente encontrados na literatura, a função principal da equação 4.24 é encontrar valores para os parâmetros modeladores do fluxo, como  $q_{max}$  e  $\sigma_d$ . Como, muitas vezes, a energia dissipada é representada pela efetividade, como foi feito em nossos experimentos, é interessante reescrever a equação 4.24 de uma forma que possa acomodar esse parâmetro. Dessa forma, utilizando as propriedades e valores apresentados na Tabela 2, a equação escrita na forma de efetividade pode ser expressa como:

$$\epsilon = \frac{E_d}{m_d [c_p (T_{sat} - T_d) + h_{lv}]} \quad (4.26)$$

$$\epsilon = \frac{2\pi q_{max} \sigma_d^2}{d^3 \rho_l \frac{\pi}{6} [c_p (T_{sat} - T_d) + h_{lv}]} \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] \quad (4.27)$$

$$\epsilon = \frac{q_{max} \sigma_d^2}{1,979} \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] \quad (4.28)$$

Tabela 2 – Parâmetros gerais para água como fluido utilizado nas condições experimentais dos nossos experimentos

Parâmetros	Valor	Unidade
Calor Latente ( $h_{lv}$ )	2257	kJ/kg
Densidade a 23 °C ( $\rho$ )	997	kg/m³
Calor específico ( $c_p$ )	4200	J/kg.K
Temperatura de saturação ( $T_{sat}$ )	100	°C
Temperatura da gota ( $T_d$ )	23	°C
Diâmetro da gota ( $d$ )	2,1	mm

Fonte: Elaborada pelo autor

Por fim, temos o fluxo de calor representado pela função  $g(x, y)$  quando esta apresenta um perfil constante. Quando a função assume esse perfil, ela pode ser entendida como um cilindro de raio  $R$  e altura unitária, visto que, ao multiplicá-la pela função  $f(t)$ , obtemos um fluxo que se mantém constante dentro do círculo delimitado por  $R$  e vai a zero para as regiões fora dele. Dessa forma, ao calcular sua integral, obtemos o volume desse cilindro, de altura unitária, que pode ser descrito como:

$$E_{x,y,cons} = \pi R^2 \quad (4.29)$$

Com isso a equação para a energia dissipada pela gota nessas condições fica na forma:

$$E_d = q_{max} \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] (\pi R^2) \quad (4.30)$$

e a função  $q(x, y, t)$  fica na forma:

$$\begin{cases} q_w(x, y, t) = (q_{max} t / t_{peak}), & \text{Para } 0 < t < t_{peak} \text{ e } x^2 + y^2 \leq R_{flux} \\ q_w(x, y, t) = q_{max} e^{-\frac{f_t(t-t_{peak})}{t_r-t_{peak}}}, & \text{Para } t \geq t_{peak} \text{ e } x^2 + y^2 \leq R_{flux} \\ q_w(x, y, t) = 0 & \text{Para } x^2 + y^2 > R_{flux} \end{cases} \quad (4.31)$$

e a equação da efetividade fica na forma:

$$\epsilon = \frac{\pi q_{max} R}{d^3 \rho_l \frac{\pi}{6} [c_p (T_{sat} - T_d) + h_{lv}]} \left[ \frac{t_{peak}}{2} + \frac{(t_r - t_{peak})}{f_t} (1 - e^{-f_t}) \right] \quad (4.32)$$

## 4.2 Resultados e discussões

A partir das construções feitas na seção anterior, podemos agora comparar os modelos que estão sendo desenvolvidos com os dados experimentais. Como mencionado anteriormente, o foco principal dos estudos realizados pelo aluno e pelo grupo de pesquisa está nos impactos ocorrendo em temperaturas mais elevadas. Dessa forma, será utilizado o modelo de fluxo de calor baseado no perfil gaussiano, descrito pela equação 4.25, por este se aproximar melhor dos resultados obtidos nos testes realizados.

Para a construção do fluxo, é necessário, portanto, determinar os valores dos parâmetros  $t_{peak}$ ,  $t_r$ ,  $f_t$ ,  $q_{max}$  e  $\sigma_g$ . Começando pelo parâmetro  $f_t$ , será considerado  $f_t = 3$ , visto que valores de fluxo de calor abaixo de 5% do valor de pico já começam a entrar na ordem de grandeza do ruído de medição. Para o restante dos parâmetros, é necessário realizar algumas escolhas, já que, devido às hipóteses adotadas durante a construção do modelo, não é possível utilizar como entrada todos os parâmetros obtidos dos testes experimentais. Assim, neste trabalho, serão mantidos como entradas, para a determinação dos parâmetros citados, os dados experimentais  $t_{peak}$ ,  $t_r$  e  $E_d$ .

Com isso, considerando que somente esses dados não permitem a construção completa do modelo, será alternado entre fornecer  $q_{max}$  como entrada e calcular  $\sigma_g$  a partir das equações desenvolvidas, ou fornecer  $\sigma_g$  e extrair  $q_{max}$ . Quando  $\sigma_g$  for utilizado como dado de entrada, ele será calculado a partir dos dados experimentais, utilizando o fator  $f_s = 3$ , devido à mesma justificativa apresentada para a determinação de  $f_t$ .

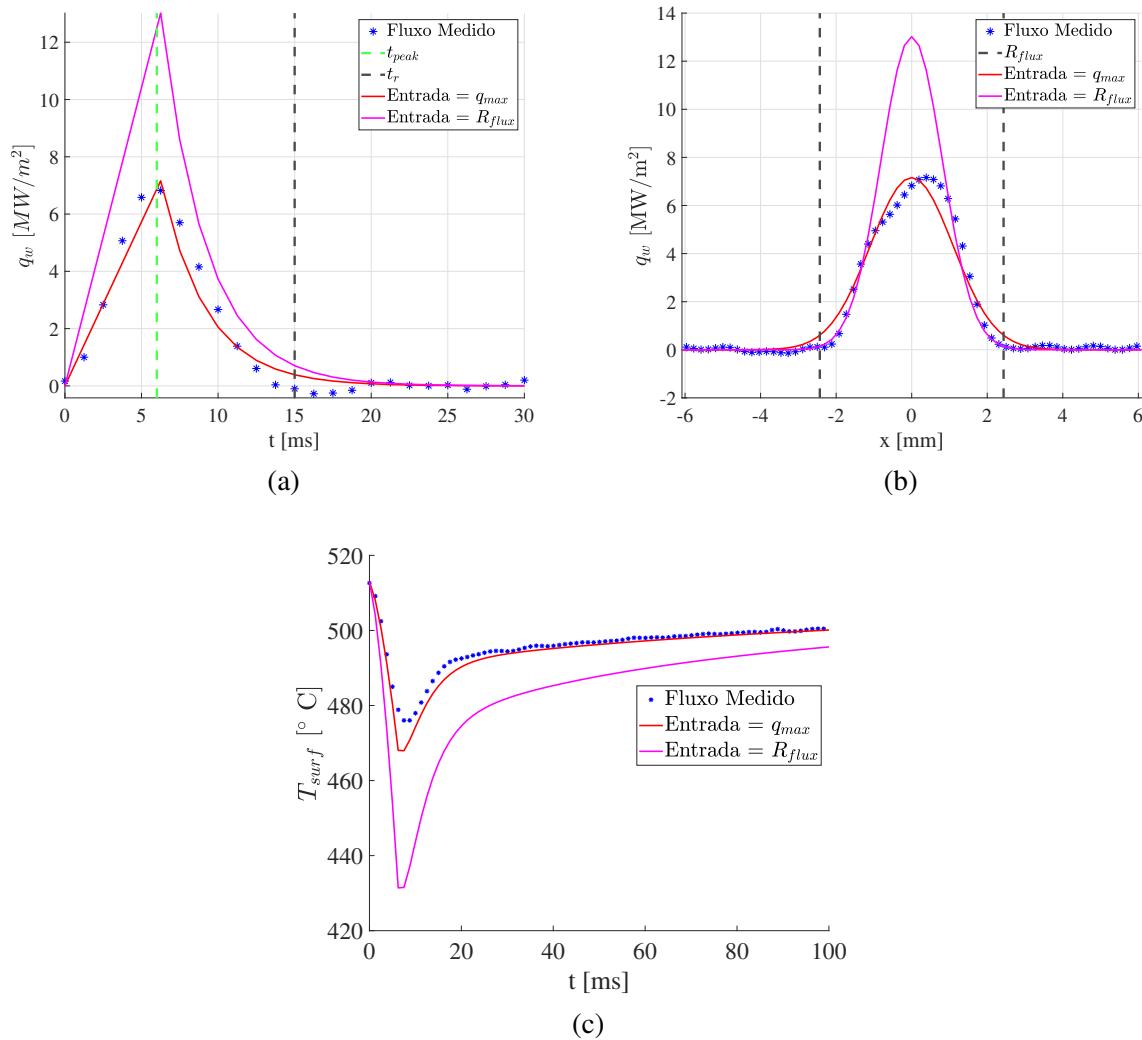
Dessa forma, utilizando como base o teste experimental realizado para uma temperatura inicial da parede igual a 515 °C, uma gota com diâmetro de 2,05 mm e um número de Weber igual a 20, foi possível construir dois fluxos distintos alternando os parâmetros de entrada. Os parâmetros utilizados para a construção dos modelos podem ser vistos na Tabela 3. Na Fig. 27(a), é apresentado o fluxo de calor no centro da região de impacto; na Fig. 27(b), o fluxo de calor ao longo de uma linha que passa pelo centro da região de impacto no momento em que ocorre o valor máximo de fluxo; e na Fig. 27(c), o resfriamento do ponto central durante o impacto. O resfriamento no ponto de impacto foi calculado a partir de um código tridimensional de diferenças finitas para condução de calor, com propriedades físicas termo-dependentes, desenvolvido pelo grupo de pesquisa GOTAS.

Tabela 3 – Parâmetros experimentais para construção do fluxo.

Parâmetro	Valor	Unidade
$R_{flux}$	2,4	mm
$t_{peak}$	6	ms
$t_r$	15	ms
$q_{max}$	7,16	MW/m <sup>2</sup>

Fonte: Elaborada pelo autor com base nos dados experimentais

Figura 27 – Resultados experimentais de impacto de gota única em superfície aquecida (ROCHA; OLIVEIRA, 2023). a) Exemplo de fluxo de calor estimado 18 ms depois do impacto; b) perfil estimado do fluxo de calor no centro da posição de impacto na direção  $x$ ; c) evolução do fluxo de calor no centro da região de impacto.



Fonte: Elaborado pelo autor

A partir da análise desses resultados, conclui-se que fornecer como entrada o fluxo máximo,  $q_{max}$ , apresenta-se como uma solução melhor do que fornecer  $\sigma_g$ , visto que a curva, embora tenha valores maiores na fronteira observada do fluxo real, ajustou-se melhor nos demais aspectos

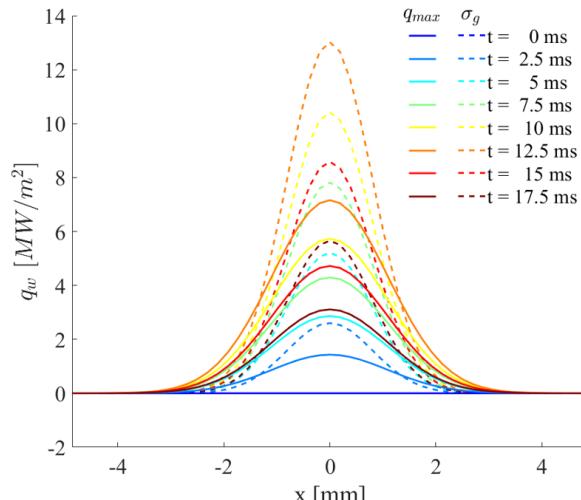
de sua forma, como, por exemplo, no perfil ao longo do tempo no ponto central do impacto. O modelo baseado em  $q_{max}$  também resultou em um resfriamento no centro mais próximo do medido experimentalmente. Essa melhor adaptação do  $q_{max}$  como entrada pode estar associada à forma como esse parâmetro é obtido, já que ele deriva diretamente do fluxo de calor medido, enquanto  $\sigma_g$  (associado ao  $R_{flux}$ ) é calculado a partir das diferenças de nível digital frame a frame, ainda no início do tratamento de dados. Assim, mesmo que  $R_{flux}$  seja útil para observações sobre o espalhamento da gota, ele não se mostrou adequado como parâmetro de entrada para a construção do fluxo de calor. Na Tab. 4, são apresentados os valores dos parâmetros  $E_d$ ,  $q_{max}$  e  $\sigma_g$  para os dois modelos e para o dado experimental original. Observa-se que, embora o modelo baseado em  $\sigma_g$  não tenha reproduzido o perfil experimental de forma precisa, ele forneceu o mesmo valor de energia dissipada que o modelo baseado em  $q_{max}$ . Essa igualdade ocorre porque ambos os modelos têm como base física principal a mesma energia dissipada, o que é corroborado pela obtenção da mesma temperatura média na chapa, de 514,17 °C, ao final da simulação de elementos finitos, considerando uma temperatura inicial da chapa de 515 °C. Na Fig. 28, é possível observar a diferença entre os dois modelos ao longo do tempo. Embora um modelo apresente um pico mais acentuado, o outro se distribui melhor na área afetada. Como a energia dissipada é calculada pela integral do fluxo no espaço e no tempo, o efeito final do fluxo acaba sendo equilibrado. Por fim, os valores de energia dissipada obtidos pelos modelos ficaram muito próximos do valor original, com uma diferença percentual de apenas 5,5%.

Tabela 4 – Comparaçāo do modelo com diferentes parāmetros de entrada

Entrada	$E_d$ [J]	$q_{max}$ [MW/m <sup>2</sup> ]	$\sigma_g$ [mm]
$q_{max}$	0,3318	7,159	1,10
$\sigma_g$	0,3318	13,018	0,81
Experimental	0,3147	7,159	0,81

Fonte: Elaborado pelo autor

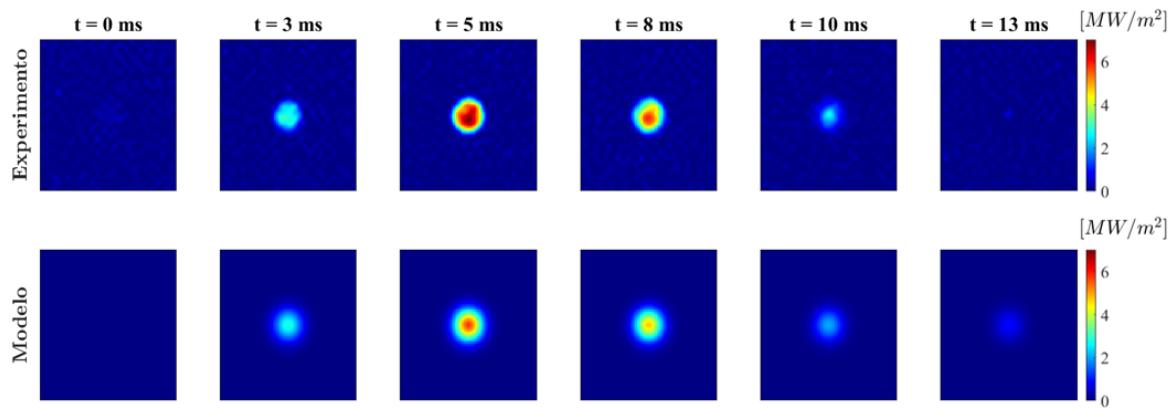
Figura 28 – Comparaçāo dos modelos criados com diferentes parāmetros de entrada.



Fonte: Elaborado pelo autor.

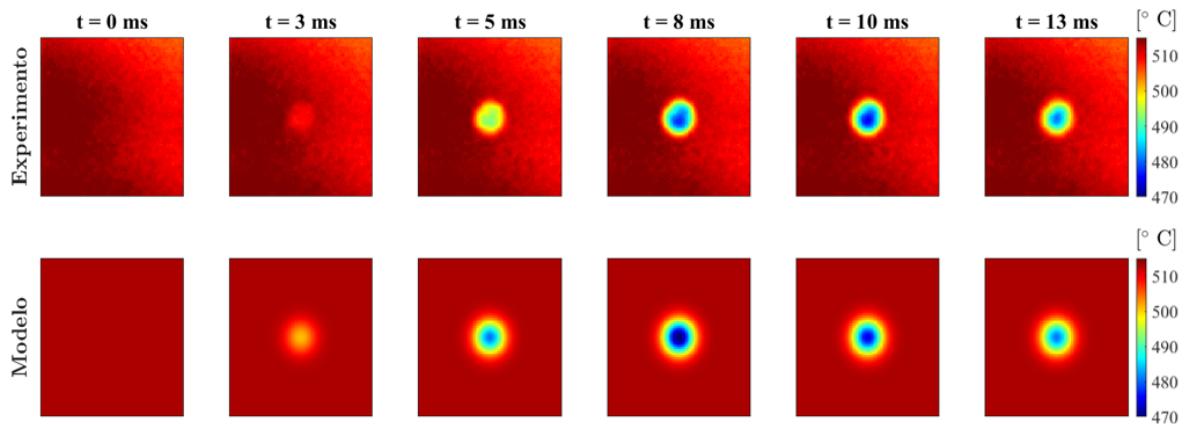
Abaixo temos, por fim, uma comparação visual da atuação do fluxo entre o modelo construído tendo como entrada o fluxo máximo e os valores experimentais. Na Fig. 29, temos a evolução temporal do fluxo de calor, enquanto na Fig. 30 temos a resposta térmica da superfície de impacto. É possível observar que, em ambas as figuras, o comportamento do experimento se assemelha bastante ao do modelo, tanto qualitativamente quanto quantitativamente.

Figura 29 – Fluxo de calor ao longo do tempo para um impacto de uma gota para uma temperatura de parede inicial de 515 °C e  $We = 20$ .



Fonte: Elaborado pelo autor

Figura 30 – Temperatura de superfície ao longo do tempo para um impacto de uma gota para uma temperatura de parede inicial de 515 °C e  $We = 20$ .



Fonte: Elaborado pelo autor



## 5 CONCLUSÃO

No presente trabalho de conclusão de curso, foi realizada uma extensa revisão bibliográfica dos trabalhos e conceitos já publicados sobre resfriamento por sprays e impacto de gota isolada. Os estudos mostraram a necessidade de se examinar o spray com um enfoque maior nos aspectos fundamentais envolvidos na sua aplicação, visto que os autores anteriores se concentravam mais nas características globais dos sprays, como fluxo mássico e diâmetro médio das gotas, e como poderiam ser correlacionadas à capacidade de resfriamento do spray. Assim, foram investigados alguns aspectos do impacto de uma gota isolada em uma superfície aquecida para que pudessem ser aplicados, de forma coerente, nas análises dos sprays.

Os experimentos realizados forneceram uma base firme para as discussões e construções ao longo do trabalho, especialmente no desenvolvimento do modelo para o fluxo de calor. A partir dos experimentos, foi possível aumentar a confiança em algumas informações fornecidas pela literatura, como, por exemplo, a diferença considerável no valor de energia dissipada ao ocorrer a transição dos regimes de impacto. Também foi possível obter dados suficientes para fazer suposições sobre como o fluxo de calor se apresenta do ponto de vista da superfície impactada. Por fim, os experimentos foram essenciais para a criação de um banco de dados com parâmetros referentes ao impacto da gota para diferentes condições experimentais.

O modelo de fluxo criado mostrou-se uma boa representação do fenômeno de impacto da gota. A partir de alguns parâmetros experimentais, como  $t_{peak}$ ,  $R_{flux}$ ,  $t_r$ ,  $E_d$  e alguns fatores de ajuste,  $f_s$  e  $f_t$ , foi possível criar um modelo relativamente simples e de fácil implementação. Como não é possível fornecer todos os parâmetros experimentais como entrada para a construção do modelo, conclui-se que utilizar os parâmetros relacionados ao ajuste no tempo, o  $E_d$  e o  $q_{max}$  como entrada e obter o  $\sigma_g$  a partir da equação resultou em uma solução que se aproximou de forma significativa dos resultados experimentais. Mesmo que o fluxo não esteja restrito exatamente à mesma fronteira observada no experimento, o modelo forneceu um resfriamento no centro, uma distribuição no espaço e uma energia dissipada muito próxima dos dados experimentais. A diferença percentual entre a energia dissipada fornecida como entrada e a obtida pela integração do fluxo de calor modelado, foi de aproximadamente 5,5%

Conclui-se, dessa forma, que o presente trabalho atingiu os objetivos de criar ferramentas capazes de facilitar o estudo mais detalhado dos fenômenos relacionados ao resfriamento por spray e que o modelo apresentado é um bom candidato para ser implementado em simulações computacionais de spray, por sua relativa simplicidade e boa representatividade.



## BIBLIOGRAFIA

- BECK, J.; BLACKWELL, B.; CLAIR, C. *Inverse Heat Conduction: Ill-Posed Problems*. Wiley, 1985. (Wiley-Interscience publication). ISBN 9780471083191. Disponível em: [https://books.google.com.br/books?id=-1hzLAb\\_ZL0C](https://books.google.com.br/books?id=-1hzLAb_ZL0C).
- BIANCE, A.-L. et al. On the elasticity of an inertial liquid shock. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 554, p. 47–66, 2006.
- BREITENBACH, J.; ROISMAN, I. V.; TROPEA, C. Heat transfer in the film boiling regime: Single drop impact and spray cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 110, p. 34–42, 2017. ISSN 0017-9310. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931016338352>.
- CASTANET, G. et al. The leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 160, p. 120126, 2020. ISSN 0017-9310.
- CASTANET, G.; LIÉNART, T.; LEMOINE, F. Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 52, n. 3, p. 670–679, 2009. ISSN 0017-9310.
- CHEN, H. et al. Dynamic leidenfrost temperature increase of impacting droplets containing high-alcohol surfactant. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 118, p. 1160–1168, 2018. ISSN 0017-9310.
- CHEN, R.-H.; CHOW, L. C.; NAVEDO, J. E. Effects of spray characteristics on critical heat flux in subcooled water spray cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 45, n. 19, p. 4033–4043, 2002. ISSN 0017-9310.
- CHEN, R.-H.; CHOW, L. C.; NAVEDO, J. E. Optimal spray characteristics in water spray cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 47, n. 23, p. 5095–5099, 2004. ISSN 0017-9310.
- CHENG, W.-L. et al. Spray characteristics and spray cooling heat transfer in the non-boiling regime. *Energy*, v. 36, n. 5, p. 3399–3405, 2011. ISSN 0360-5442. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544211002064>.
- CHOI, K.; YAO, S. Heat transfer mechanisms of horizontally impacting spays. *Int. J. Heat Mass Transf.*, v. 30, n. 2, p. 1291 – 1296, 1987.
- DOU, R.; WEN, Z.; ZHOU, G. Heat transfer characteristics of water spray impinging on high temperature stainless steel plate with finite thickness. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 90, p. 376–387, 2015. ISSN 0017-9310.
- ESTES, K. A.; MUDAWAR, I. Correlation of sauter mean diameter and critical heat flux for spray cooling of small surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 38, n. 16, p. 2985–2996, 1995. ISSN 0017-9310.
- FUKUDA, S. et al. Behavior of small droplet impinging on a hot surface. *Heat Transfer Engineering*, Taylor & Francis, v. 35, n. 2, p. 204–211, 2014.

GHODBANE, M.; HOLMAN, J. Experimental study of spray cooling with freon-113. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, n. 4, p. 1163–1174, 1991. ISSN 0017-9310.

GRADECK, M. et al. Heat transfer for leidenfrost drops bouncing onto a hot surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 47, p. 14–25, 2013. ISSN 0894-1777.

GUO, Y. . et al. Optimal heat transfer criterion and inclination angle effects on non-boiling regime spray cooling. p. 193–200, 2009. Cited By :10. Disponível em: [www.scopus.com](http://www.scopus.com).

GUO, Y.; MISHIMA, K. A non-equilibrium mechanistic heat transfer model for post-dryout dispersed flow regime. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 26, n. 6, p. 861–869, 2002. ISSN 0894-1777.

HSIEH, S.-S.; TIEN, C.-H. R-134a spray dynamics and impingement cooling in the non-boiling regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 50, n. 3, p. 502–512, 2007. ISSN 0017-9310.

KENDALL, G. E. *Heat transfer to impacting drops and post critical heat flux dispersed flow*. Tese (Doutorado) — Department of Mechanical Engineering, 1978. PhD thesis.

KHAVARI, M. et al. Fingering patterns during droplet impact on heated surfaces. *Soft Matter*, he Royal Society of Chemistry, v. 11, p. 3298–3303, 2015.

KIM, J. Spray cooling heat transfer: The state of the art. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 28, n. 4, p. 753–767, 2007. ISSN 0142-727X. Including Special Issue of Conference on Modelling Fluid Flow (CMFF'06), Budapest. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X06001639>.

LELONG, F. et al. Behaviour of liquid droplets bouncing onto a hot slab. In: *ILASS – Europe 2010, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno, Czech Republic, September 2010*. [S.l.: s.n.], 2010.

LIANG, G.; MUDAWAR, I. Review of drop impact on heated walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 106, p. 103–126, 2017. ISSN 0017-9310.

LIANG, G.; MUDAWAR, I. Review of spray cooling – part 1: Single-phase and nucleate boiling regimes, and critical heat flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 115, p. 1174–1205, 2017. ISSN 0017-9310.

LIANG, G.; MUDAWAR, I. Review of spray cooling – part 2: High temperature boiling regimes and quenching applications. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 115, p. 1206–1222, 2017. ISSN 0017-9310.

MISYURA, S. The effect of weber number, droplet sizes and wall roughness on crisis of droplet boiling. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 84, p. 190–198, 2017. ISSN 0894-1777.

MOREIRA, A.; MOITA, A.; PANÃO, M. Advances and challenges in explaining fuel spray impingement: How much of single droplet impact research is useful? *Progress in Energy and Combustion Science*, v. 36, n. 5, p. 554–580, 2010. ISSN 0360-1285.

MUDAWAR, I.; DEITERS, T. A. A universal approach to predicting temperature response of metallic parts to spray quenching. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 37, n. 3, p. 347–362, 1994. ISSN 0017-9310.

- MUDAWAR, I.; VALENTINE, W. Determination of the local quench curve for spray-cooled metallic surfaces. *Journal of Heat Treating*, v. 7, n. 2, p. 107 – 121, 1989.
- MUGELE, R. A.; EVANS, H. D. Droplet size distribution in sprays. *Industrial & Engineering Chemistry*, v. 43, n. 6, p. 1317–1324, 1951. Disponível em: <https://doi.org/10.1021/ie50498a023>.
- MUNDO, C.; SOMMERFELD, M.; TROPEA, C. Droplet-wall collisions: Experimental studies of the deformation and breakup process. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 21, n. 2, p. 151–173, 1995. ISSN 0301-9322. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/030193229400069V>.
- OLIVEIRA, A.; GRADECK, M. First validations of a three-dimensional inverse heat conduction model to estimate the boundary heat flux for future spray cooling experiments. In: *11th International Conference on Inverse Problems in Engineering (ICIPE 2024)*. [S.l.: s.n.], 2024.
- OLIVEIRA, A. et al. Experimental study of the heat transfer of single-jet impingement cooling onto a large heated plate near industrial conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 184, p. 121998, 2022. ISSN 0017-9310.
- OLIVEIRA, A. et al. Experimental study of dispersed flow film boiling at sub-channel scale in loca conditions: Influence of the steam flow rate and residual power. *Applied Thermal Engineering*, v. 172, p. 115143, 2020. ISSN 1359-4311. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359431119374502>.
- PAIS, M. R.; CHOW, L. C.; MAHEFKEY, E. T. Surface Roughness and Its Effects on the Heat Transfer Mechanism in Spray Cooling. *Journal of Heat Transfer*, v. 114, n. 1, p. 211–219, 02 1992. ISSN 0022-1481.
- Peña Carrillo, J. et al. Experimental thermal hydraulics study of the blockage ratio effect during the cooling of a vertical tube with an internal steam-droplets flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 140, p. 648–659, 2019. ISSN 0017-9310.
- QIAO, Y. M.; CHANDRA, S. Spray Cooling Enhancement by Addition of a Surfactant. *Journal of Heat Transfer*, v. 120, n. 1, p. 92–98, 02 1998.
- ROCHA, C. E. B. d. M.; OLIVEIRA, A. Dissipated energy and peak heat flux of a single droplet impact on a heated metallic sheet using high-speed thermography. In: *11th Int. Conf. Boiling Condensation Heat Transfer 2023 (ICBCHT 2023)*. [S.l.: s.n.], 2023.
- ROISMAN, I. V.; BREITENBACH, J.; TROPEA, C. Thermal atomisation of a liquid drop after impact onto a hot substrate. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 842, p. 87–101, 2018.
- RYBICKI, J. R.; MUDAWAR, I. Single-phase and two-phase cooling characteristics of upward-facing and downward-facing sprays. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 49, n. 1, p. 5–16, 2006. ISSN 0017-9310.
- SASAKI, K.; SUGITANI, Y.; KAWASAKI, M. Heat transfer in spray cooling on hot surface. *Tetsu-to-Hagane*, v. 65, n. 1, p. 90–96, 1979.
- SCHMIDT, J.; BOYE, H. Influence of velocity and size of the droplets on the heat transfer in spray cooling. *Chemical Engineering and Technology*, v. 24, n. 3, p. 255 – 260, 2001.

- SHARIEF, R.; NASR, G.; YULE, A. J. Steady-state high-pressure spray cooling of high-temperature steel surfaces. *Atomization and Sprays*, v. 17, n. 2, p. 171 – 191, 2007.
- STEVENS, E.; STEEPER, R. Piston wetting in an optical disi engine: Fuel films, pool fires, and soot generation. *SAE Technical Paper Series*, 2001.
- TODA, S. Study of mist cooling (1st report: Investigation of mist cooling). *Heat Transfer - Japanese Research*, v. 1, n. 3, p. 39 – 50, 1972. Disponível em: <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-0015369066&partnerID=40&md5=b420afd719db8639c986e2beec34eb03>.
- TRAN, T. et al. Drop impact on superheated surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 108, p. 036101, Jan 2012.
- TRAN, T. et al. Droplet impact on superheated micro-structured surfaces. *Soft Matter*, The Royal Society of Chemistry, v. 9, p. 3272–3282, 2013. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1039/C3SM27643K>.
- WANG, A.-B.; LIN, C.-H.; CHENG, C.-C. Pattern analysis of a single droplet impinging onto a heated plate. *Heat Transfer—Asian Research*, v. 34, n. 8, p. 579–594, 2005.
- YAGOV, V.; MINKO, K.; ZABIROV, A. Two distinctly different modes of cooling high-temperature bodies in subcooled liquids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 167, p. 120838, 2021. ISSN 0017-9310.
- YANG, J.; CHOW, L. C.; PAIS, M. R. Nucleate Boiling Heat Transfer in Spray Cooling. *Journal of Heat Transfer*, v. 118, n. 3, p. 668–671, 08 1996.
- ZHU, D. S. et al. Experimental study of non-boiling heat transfer by high flow rate nanofluids spray. *AIP Conference Proceedings*, v. 1207, n. 1, p. 476–482, 2010.