

EPTT-2022-0074

SIMULAÇÃO DE UM SPRAY EVAPORATIVO UTILIZANDO UMA ABORDAGEM DE CONVERSÃO EULER-LAGRANGE

Diego Nei Venturi

Universidade Federal de Uberlândia, Universidade de Blumenau
diegoventuri@gmail.com

João Marcelo Vedovotto

Millena Martins Villar Vale

Universidade Federal de Uberlândia
vedovoto@ufu.br

Abgail Paula Pinheiro

Universidade Federal de Uberlândia, University of Brighton

Franco Barbi

Wikki Brasil Consultoria em Engenharia

Ricardo Serfaty

Petrobras
rserfaty@petrobras.com.br

Aristeu da Silveira Neto

Universidade Federal de Uberlândia
aristeus@ufu.br

Abstract. *The CFD simulation of multiphase flows through spray nozzles is a very important topic currently in the worldwide literature, as there are many methodologies being utilized for such case. However, a lot of them are very computationally heavy or not accurate enough. In the present work, a complete framework for the simulation of such case is presented, in which the spray is first modeled using a Euler-VOF method from which the primary breakup is accounted. Following that, the droplets that fall behind a defined mesh size threshold are converted into Lagrangian entities and carried out as such. Evaporation due to thermic and mass transfer is also accounted in both Euler and Lagrangian frameworks. Further algebraic models are implemented in order to continue with the calculation of secondary breakup for the Lagrangian entities. Such complete methodology is presented for a case of a spray inside a circular pipe common in the oil refinery industry.*

Keywords: *CFD, spray, breakup*

1. INTRODUÇÃO

A modelagem de sprays para simulação computacional é ainda um tópico muito importante na comunidade acadêmica internacional. Não somente os processos de atomização por spray estão presentes em muitas aplicações (Xiao *et al.*, 2014), como em propulsão aeroespacial, motores de combustão interna, dispersão de líquidos, e outros, mas também há muitas questões abertas em relação à sua modelagem matemática e computacional (Evrard *et al.*, 2019).

Simulações de tal fenômeno são complexas porque o próprio fenômeno é complexo, dado que múltiplas quebras da superfície líquida podem ocorrer. A quebra primária acontece quando grandes gotas são primeiramente formadas a partir da superfície líquida instável, então quebras secundárias podem ocorrer a partir deste ponto, quebrando as gotas grandes em menores (Jain *et al.*, 2014; Movaghar *et al.*, 2018).

Múltiplas técnicas podem ser empregadas para a geração de um spray, desde escoamento cruzado entre gás e líquido, até a utilização de atomizadores assistidos ou não a ar. No trabalho presente são estudados os atomizadores com *swirl*, onde um giro interno é imposto sobre o líquido que causa a sua quebra quando sai pelo bico. Não é necessária assistência de gás nesse caso.

Muitos modelos foram desenvolvidos para simular tal processo de quebra das gotas, mas dois em particular encontraram mais aplicação: o modelo WAVE, originalmente desenvolvido por Reitz (1987); e o modelo Taylor-Analogy-Breakup (TAB), originalmente desenvolvido por O'Rourke and Amsden (1987).

Para escoamentos não-isotérmicos, a evaporação de um componente tanto a partir da superfície líquida contínua quando a partir das gotas pode também ser importante Daif *et al.* (1998); Strotos *et al.* (2011); Damien Furfaro (2016);

Scapin (2020); Malan (2020).

Neste contexto, é claro que a fluidodinâmica computacional (CFD) é uma ferramenta muito informativa que quando propriamente utilizada pode dar resultados precisos sobre fenômenos complexos, como os sprays. No presente trabalho, o *MFSim*, um código computacional in-house foi utilizado para as simulações. Este é um código organizado há alguns anos no MFLab/UFU, sob supervisão do Prof. da Silveira Neto. Este código é capaz de simular muitos tipos de escoamento (monofásicos, bifásicos, VOF, partículas, gotas) e muitos fechamentos de turbulência também (RANS, URANS, LES, DNS).

2. METODOLOGIA

2.1 Quebra das gotas

Um modelo de quebra estocástico (Gorokhovski and Saveliev, 2008) capaz de gerar uma ampla gama de tamanhos de gotas em números de Weber altos é usado no presente trabalho. A principal suposição do modelo é que o número de fragmentos gerados por um evento de separação é independente do tamanho da gota-mãe. Neste modelo, a distribuição do tamanho das gotas geradas pela fragmentação é baseada na solução de uma equação de Fokker-Planck, cujos parâmetros principais são a frequência de quebra e os dois primeiros momentos do espectro de intensidade de fragmentação.

De um ponto de vista numérico, um modelo de quebra consiste nas seguintes etapas: 1) a cada passo de tempo da simulação, é verificado se uma gota permanece estável como está ou se desintegra em outras; 2) se uma gota-mãe se rompe, o tamanho das gotas-filhas resultantes deve ser determinado; 3) por último, além do raio, todas as outras propriedades físicas das gotas-filhas devem ser definidas.

Um raio de gota crítico $R_{d,cr}$ acima do qual as gotas são consideradas instáveis pode ser estabelecido:

$$R_{d,cr} = \frac{We_{cr}\sigma}{2\rho_g\mathbf{U}^2}, \quad (1)$$

onde o Weber crítico com base no raio da gota é definido (Pilch and Erdman, 1987):

$$We_{cr} = 6(1 + 1,077Oh^{1,6}). \quad (2)$$

Além do critério de estabilidade da gota, uma escala de tempo de quebra característica deve ser determinada. Isso ocorre porque uma gota não sofre quebra imediatamente, uma vez que se torna instável primeiramente, passando pelos processos de deformação e oscilação. Gorokhovski and Saveliev (2008) associam a escala de tempo de quebra de gota característica com a taxa de crescimento mais rápida das instabilidades de Rayleigh-Taylor no limite de alta velocidade:

$$t_{d,bu} = B \frac{R_d}{|\mathbf{U}|} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}, \quad (3)$$

com $B = \sqrt{3}$ de acordo com o modelo TAB O'Rourke and Amsden (1987).

Para cada gota que se quebra, o tamanho de suas gotas-filhas deve ser determinado, sabendo que uma gota-mãe de raio R_d gera várias gotas-filhas com raios R diferentes. Gorokhovski and Saveliev (2008) mostraram que a evolução da distribuição do raio da gota sob o rompimento é governada por:

$$T(R) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln(R/R_d) - \zeta_1}{\sqrt{2\zeta_2}} \right) \right], \quad (4)$$

onde erf denota a função de erro.

A relação apresentada na Eq. 4 produz a distribuição cumulativa de gotas após a quebra de uma gota-mãe de raio R_d . Seguindo Irannejad and Jaber (2014), os dois momentos, ζ_1 e ζ_2 , são considerados iguais a -0,36 e 0,14, respectivamente, onde o primeiro controla a média da distribuição usada para gerar os tamanhos de gotas após o rompimento e o segundo controla o desvio dessa média.

Note que o número e o tamanho das novas gotas são determinados por um procedimento de amostragem estocástico que conserva a massa líquida. Quando a soma das massas das gotas-filhas excede a massa da gota-mãe, o último raio amostrado é rejeitado. Em vez disso, o raio final da gota-filha é deduzido da diferença de massa entre a gota-mãe e a soma das massas das gotas-filhas para garantir a conservação de massa durante a quebra.

Além do raio, as gotas-filhas herdam todas as propriedades físicas da gota-mãe, como temperatura, posição, densidade, viscosidade, calor específico, condutividade térmica ... No entanto, as velocidades das gotas-filhas diferem da velocidade da gota-mãe, adicionando-se um fator u_{bu} à velocidade da gota-mãe. A velocidade adicional é distribuída aleatoriamente em um plano normal ao vetor de velocidade relativa entre o gás e a gota-mãe $|u_{bu}| = R_d t_{bu}$. Para finalizar o processo de quebra, a gota-mãe é removida da simulação no final do passo de tempo.

2.2 Evaporação das gotas

Com base na investigação detalhada de diferentes modelos de evaporação (Pinheiro and Vedovoto, 2019), o modelo de Abramzon and Sirignano (1989) é adotado para representar a transferência de calor e massa entre o gás ambiente e a gota de líquido.

Neste modelo, a taxa de evaporação da gota \dot{m}_d é estimada como:

$$\dot{m}_d = 2\pi R_d D_{v,m} \rho_m Sh_m \ln(1 + B_M), \quad (5)$$

onde R_d é o raio da gota, D_v é o coeficiente de difusão do vapor, ρ é a densidade, o subscrito m representa que as propriedades físicas são avaliadas nas condições de mistura gás-vapor no filme ao redor a gota determinada pela regra de 1/3, Sh é o número Sherwood modificado proposto por Abramzon and Sirignano (1989) e B_M é o número de transferência em massa de Spalding.

$$Sh_m = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{F_M}, \quad (6)$$

$$F_M = (1 + B_M)^{0,7} \frac{\ln(1 + B_M)}{B_M}, \quad (7)$$

A correlação empírica de Ranz and Marshall (1952) pode ser usada para estimar Sh_0 :

$$Sh_0 = 2 + 0,6 Re_d^{1/2} Sc_m^{1/3}, \quad (8)$$

onde Sc é o número de Schmidt e Re_d é o número de Reynolds da gota:

$$Sc_m = \frac{\mu_m}{\rho_m D_{v,m}}, \quad (9)$$

$$Re_d = \frac{2\rho_g R_d |\mathbf{U}|}{\mu_m}, \quad (10)$$

no qual μ refere-se à viscosidade dinâmica e $\mathbf{U} = \mathbf{U}_g - \mathbf{U}_d$ representa a velocidade relativa entre o gás e a gota.

$$B_M = \frac{\sum_i Y_{v, is} - \sum_i Y_{v, ig}}{1 - \sum_i Y_{v, is}}, \quad (11)$$

onde $Y_{v, is}$ e $Y_{v, ig}$ são as frações mássicas de vapor na superfície da gota e longe da gota no gás ambiente para cada componente i , respectivamente.

No estado de equilíbrio, a pressão de vapor de cada espécie de vapor na superfície da gota $p_{v, is}$ pode ser determinada por:

$$p_{v, is} = \gamma_i \chi_{l, is} p_{v, i}^*, \quad (12)$$

onde $\chi_{l, is}$ é a fração molar de líquido da espécie i na superfície da gota, $p_{v, i}^*$ é a pressão de vapor da espécie i quando $\chi_{l, i} = 1$, ou seja, para substância pura, e γ_i é o coeficiente de atividade. Assumindo equilíbrio de fases na superfície da gota, $p_{v, i}^* = p_{v, i}^{sat}$. Adicionalmente, assumindo que a mistura de hidrocarbonetos, cujas estruturas moleculares são similares, formam uma solução quase ideal, $\gamma_i \approx 1$ e a Eq. 12 torna-se a lei de Raoult:

$$p_{v, is} = \chi_{l, is} p_{v, i}^*. \quad (13)$$

A fração molar de cada componente i na superfície da gota $\chi_{v, is}$ é igual à razão entre sua pressão parcial e a pressão ambiente p_g :

$$\chi_{v, is} = \frac{p_{v, is}}{p_g}. \quad (14)$$

Portanto, uma vez que $\chi_{v, is}$ é determinado, $Y_{v, is}$ pode ser calculado como:

$$Y_{v, is} = \frac{\chi_{v, is} W_{v, i}}{\chi_{v, is} W_{v, i} + \chi_{g, s} W_g}, \quad (15)$$

onde W é o peso molecular, e os subscritos v e g referem-se ao vapor de combustível e o gás ambiente, respectivamente.

Em relação às condições da mistura de gás e vapor no filme ao redor da gota, um procedimento de ponderação pode ser usado para determinar as condições de referência a serem usadas na estimativas das propriedades termodinâmicas e de transporte.

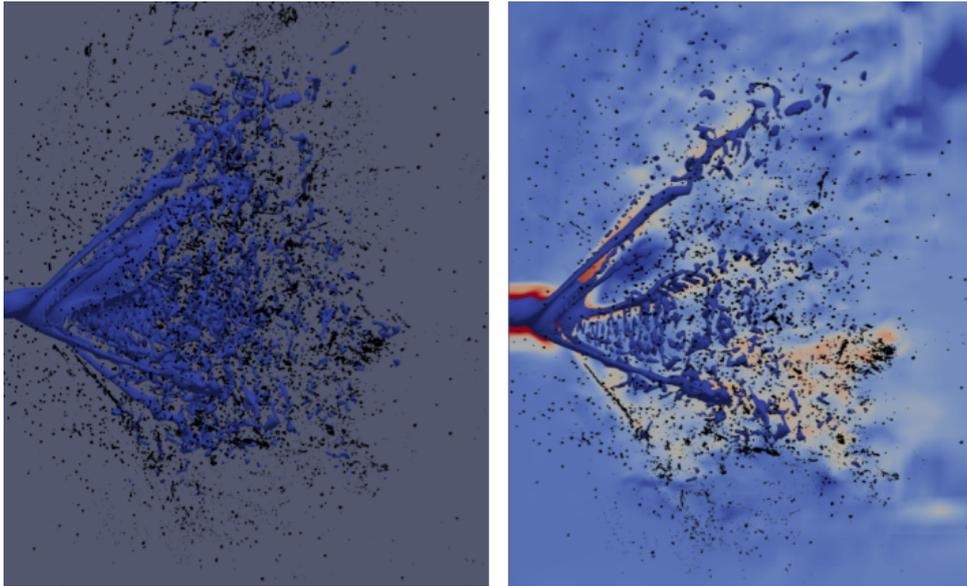


Figure 1. Vista lateral do spray sem escoamento concorrente, mostra a interface VOF, as gotículas geradas pela conversão, e a velocidade do gás no plano central.

? e ? aconselham o uso de $1/3$ como coeficiente de ponderação, sendo esta uma regra empírica tipicamente usada em simulações de sprays. Assim, as condições de referência são dadas por:

$$T_m = T_s + \frac{1}{3} (T_g - T_s), \quad (16)$$

$$Y_{v,im} = Y_{v,is} + \frac{1}{3} (Y_{v,ig} - Y_{v,is}). \quad (17)$$

3. RESULTADOS

3.1 Morfologia do cone do spray

Para uma correta predição do spray na simulação deve-se antes calibrar a abertura que o spray atinge ao sair do bico. Para que se tenha uma correta simulação do cone cheio, que é a morfologia gerada pelo tipo de bico sendo testado, deve-se utilizar uma equação quadrática para as velocidades tangenciais do líquido. Tais velocidades dependem de uma constante de multiplicação que modula a abertura como já apresentado nos capítulos anteriores. Nesta seção uma rápida validação é feita novamente dada a pequena alteração de alguns valores do processo, e também dada a utilização de um bico novo.

Tal constante foi ajustada para se obter a abertura de 90 graus do jato quando realizada a simulação sem escoamento concorrente, apenas o jato livre. O jato é configurado no centro do domínio, e todas as outras células da face de entrada são configuradas como uma condição de contorno composta de Neumann para a pressão. Assim, o jato pode puxar ar externo devido ao seu arraste/entrainment.

Para fins de ilustração, na Fig. 1 é apresentada uma figura lateral do spray com indicação da interface VOF, das gotículas que foram geradas pela conversão, e também um plano central colorido com a velocidade do gás gerada apenas pelo jato, i.e., sem entrada forçada.

Na Fig. 2, a mesma condição é apresentada, porém mostra-se agora uma sobreposição com a medição do ângulo para garantir a abertura de 90 graus. Alguns testes tiveram que ser feitos para que se chegasse no valor adequado nas duas geometrias. Na figura atual, apenas a vista de um dos bicos é mostrada por duas laterais diferentes.

Uma interessante característica do código MFSim é a possibilidade de remalhagem automática que vai sendo feita durante a simulação e permite uma concentração maior de nós apenas onde se fizer necessário. Na Fig. 3, esta questão é evidenciada mostrando-se a malha com suas diferentes regiões de refinamento por cima da interface do spray.

3.2 Efeito do escoamento concorrente em um spray

Nas próximas simulações não é mais utilizada a configuração de condição de contorno composta, pois o escoamento concorrente está presente. Nessas simulações, também, o escoamento é confinado dentro do duto descrito anteriormente. Para a configuração destes casos, uma velocidade diferente é dada nas células que contém o jato, e nas células que terão a entrada do gás do escoamento principal.

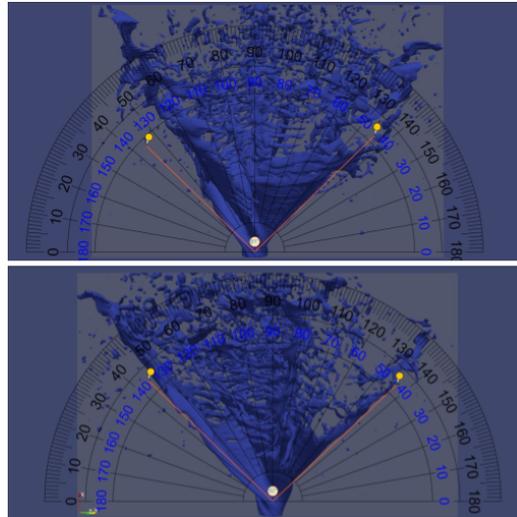


Figure 2. Vista lateral do spray sem escoamento concorrente, mostrando a sobreposição para a medição do ângulo de abertura.

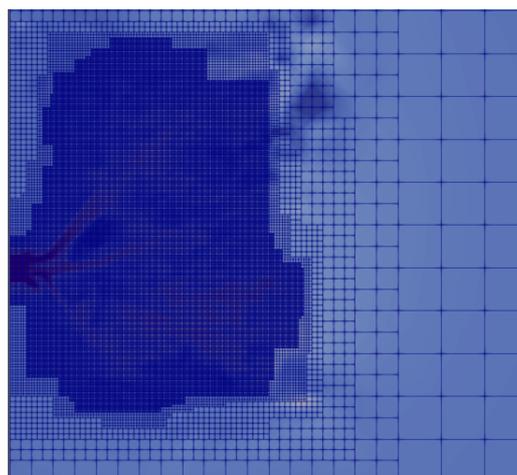


Figure 3. Vista lateral do spray sem escoamento concorrente, evidenciando a malha adaptativa na região da interface.

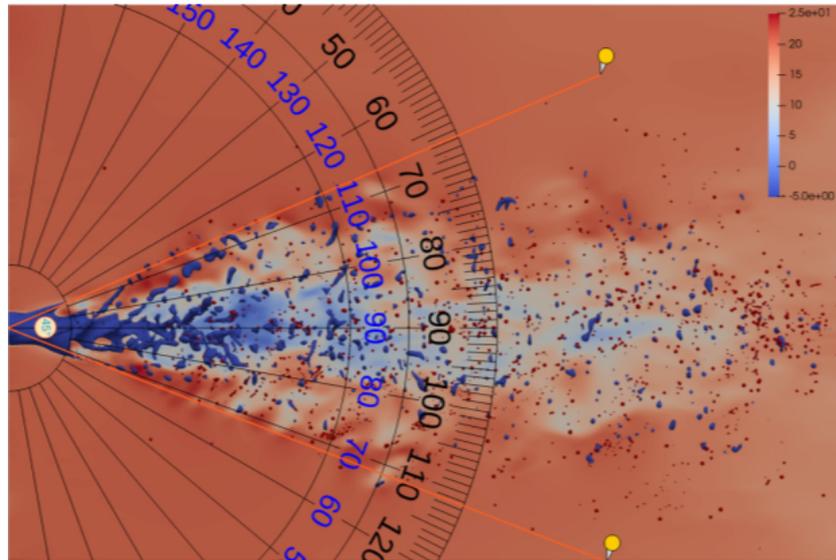


Figure 4. Vista lateral do spray com escoamento concorrente, evidenciando o estreitamento do ângulo de abertura.

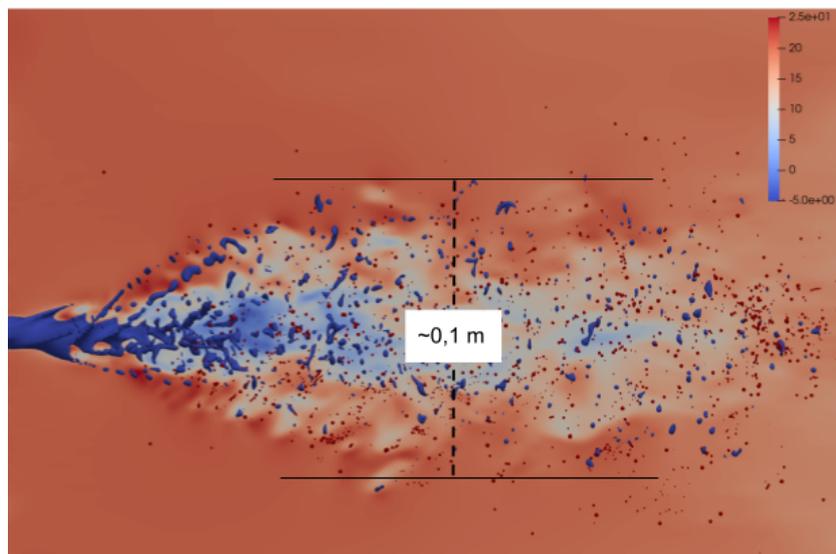


Figure 5. Vista lateral do spray com escoamento concorrente, ilustrando a espessura da região principal do líquido.

A Fig. 4, logo a seguir, mostra o mesmo spray anterior, porém com o efeito do escoamento concorrente sobre ele. Nota-se que o escoamento principal é forte em relação ao spray, o que causa um estreitamento relevante da abertura do filme líquido, e também uma maior geração de gotículas dado o aumento do cisalhamento. Nota-se na sobreposição com a medida do ângulo que a abertura cai de 90 para aproximadamente 45 graus.

Já na Fig. 5, uma medida da espessura da região de líquido do spray é mostrada. Nota-se que o spray logo atinge uma espessura de aproximadamente 0,1 m e que continua constante pelo menos na região inicial. Isto prejudica a boa distribuição das gotículas do interior do duto, e mostra que apenas um spray dificilmente seria adequado para tal condição, a não ser que tivesse maior força para distribuir as gotículas.

3.3 Conversão Euler-Lagrange forçada

Uma mudança de algoritmo que foi desenvolvida durante o tempo de execução deste projeto foi a forçagem da conversão do líquido euleriano VOF para as gotículas após uma certa distância do bico injetor do spray. Notava-se que algumas gotículas continuavam ainda um pouco maiores que o diâmetro de conversão definido, e assim iam até o final do domínio sendo simuladas no referencial Euleriano com refinamento da malha. Isto punha uma requisição de malha demasiada grande e aumentava muito o tempo computacional requerido para a simulação. Desta maneira, colocou-se essa opção de conversão ser forçada para qualquer diâmetro de gota dado que houvessem cruzado uma distância mínima a partir do início do spray. Sendo que assim, as gotículas já no referencial Lagrangiano, não necessitariam mais de refinamento exclusivo de malha, e a simulação ficaria mais barata em questões de custo computacional.

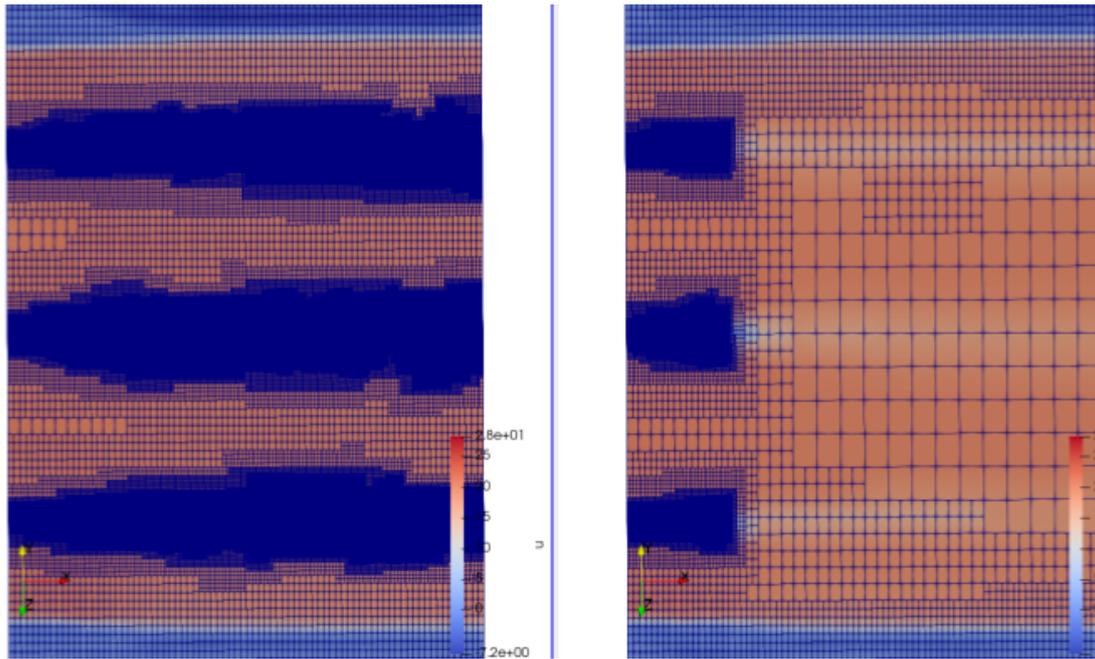


Figure 6. Malha numérica para os casos sem e com conversão forçada do spray após 0,1 m.

A Fig. 6 logo a seguir ilustra a redução do requerimento de malha em duas simulações feitas com e sem a conversão forçada a partir de 0,1 m após o bico do spray.

Já na Fig. 7 a mesma condição é ilustrada, mostrando-se o plano central de magnitude da velocidade com a interface VOF em destaque, sem as gotículas convertidas para o referencial Lagrangiano. Nota-se que no segundo caso, toda a interface Euleriana deixa de existir por conta da conversão, mas o fluido continua com sua velocidade na região central normalmente devido às gotas na fase Lagrangiana.

Ainda outra imagem é mostrada da mesma condição, na Fig. 8, onde é apresentado o conjunto completo para interpretação do spray, com o plano central da magnitude da velocidade do fluido, a interface VOF em azul, e as gotículas convertidas já em entidades Lagrangianas representadas em preto e escalonadas conforme o seu próprio diâmetro. Percebe-se que a morfologia geral do spray é mantida entre as duas condições, e outras características como abertura do spray, e regiões atingidas pelas gotas também.

Conforme as figuras acima, e dado a grande economia de custo computacional, principalmente para as geometrias maiores que virão, adotou-se o procedimento de conversão forçada a partir de 0,1 m como padrão para todas as simulações a seguir.

3.4 Spray com evaporação

Nesta seção são apresentados os resultados de simulações similares às anteriores, porém levando-se em conta o balanço de energia térmica, que decorre da diferença de temperatura entre o gás de processo e o líquido neutralizante injetado pelos bicos, e levando-se em conta também a evaporação do filme líquido VOF e das gotículas convertidas em entidades lagrangianas. Note-se, claro, que da evaporação também decorre um acoplamento com o balanço térmico.

Na Fig. 9 é apresentado uma vista lateral da simulação dos sprays mostrando o jato com conversão forçada para gotículas a partir de 0,1 m (esquerda), o mapa de fração mássica de água/neutralizante (centro), e o mapa de temperaturas (direita). A figura evidencia que a região de maiores gradientes de massa e temperatura são na região inicial de quebra primária do spray, quando ainda está no formato de filme em sua maior parte.

Ainda nota-se uma lenta modificação das variáveis na região central de cada um dos jatos ao longo do duto, que são as regiões de maior população de gotículas convertidas. Note-se também que o gás de processo já entra com um quantidade de vapor d'água, e não seco.

3.5 Perfis de diâmetro das gotículas

Em seguida, são apresentados perfis do diâmetro das gotas em duas linhas diagonais que cortam os sprays do caso com cinco bocais. Um linha que sai do canto inferior esquerdo para o superior direito, e a outra que sai do canto inferior direito e para no canto superior esquerdo, todas tocando a borda da fronteira imersa que representa as paredes do duto circular.

Estes perfis mostram a média temporal da coleção de diâmetros que passaram na célula computacional mais próxima

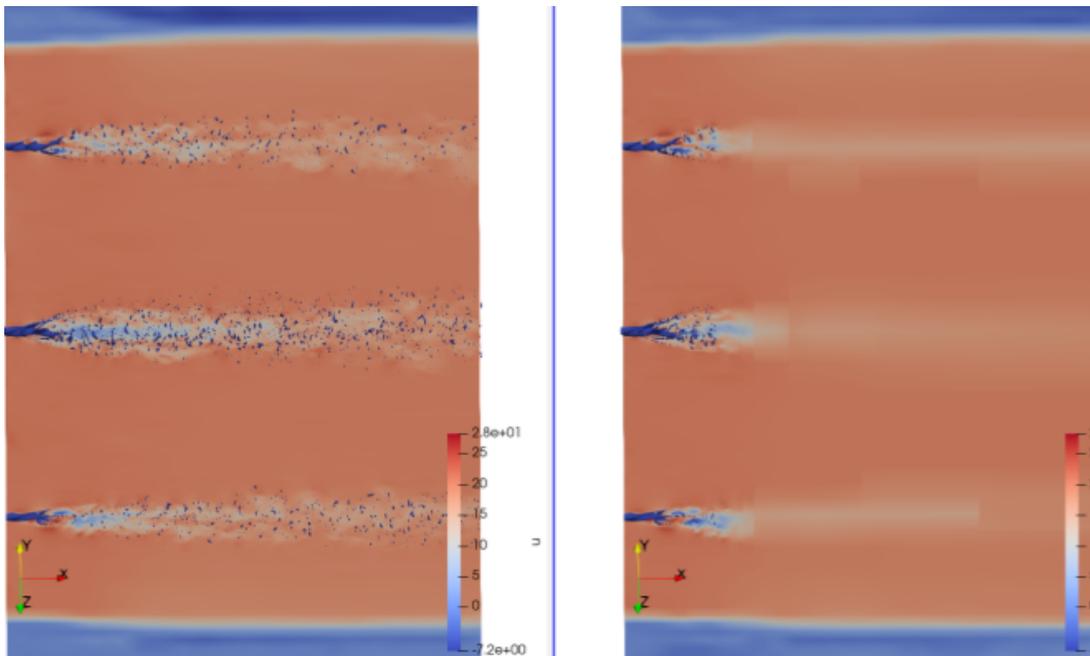


Figure 7. Plano central de velocidade e interface VOF em destaque para os casos sem e com conversão forçada.

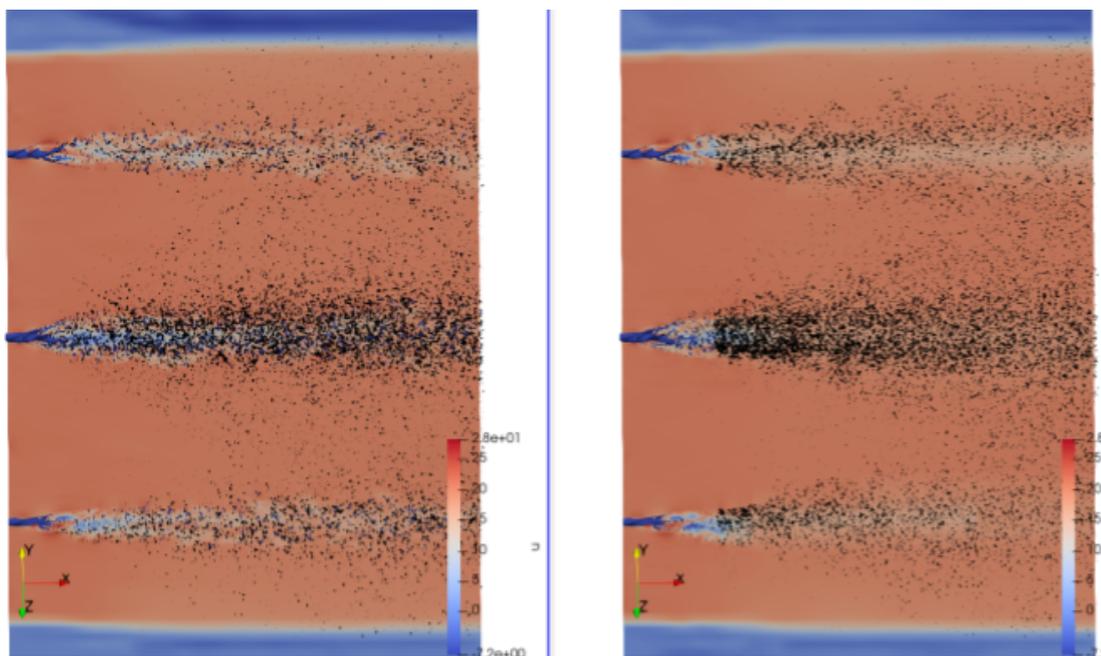


Figure 8. Representação completa do spray com as entidades lagrangianas convertidas, comparação sem e com conversão forçada.

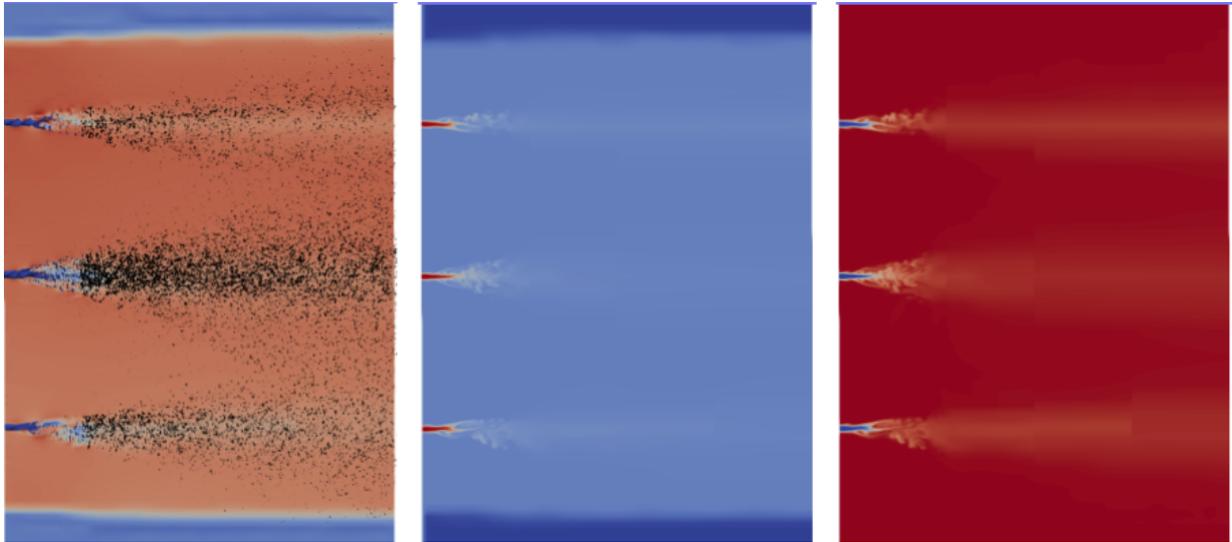


Figure 9. Vista lateral da simulação dos sprays mostrando o jato com conversão forçada para gotículas a partir de 0,1 m (esquerda), o mapa de fração mássica de água/neutralizante (centro), e o mapa de temperaturas (direita).

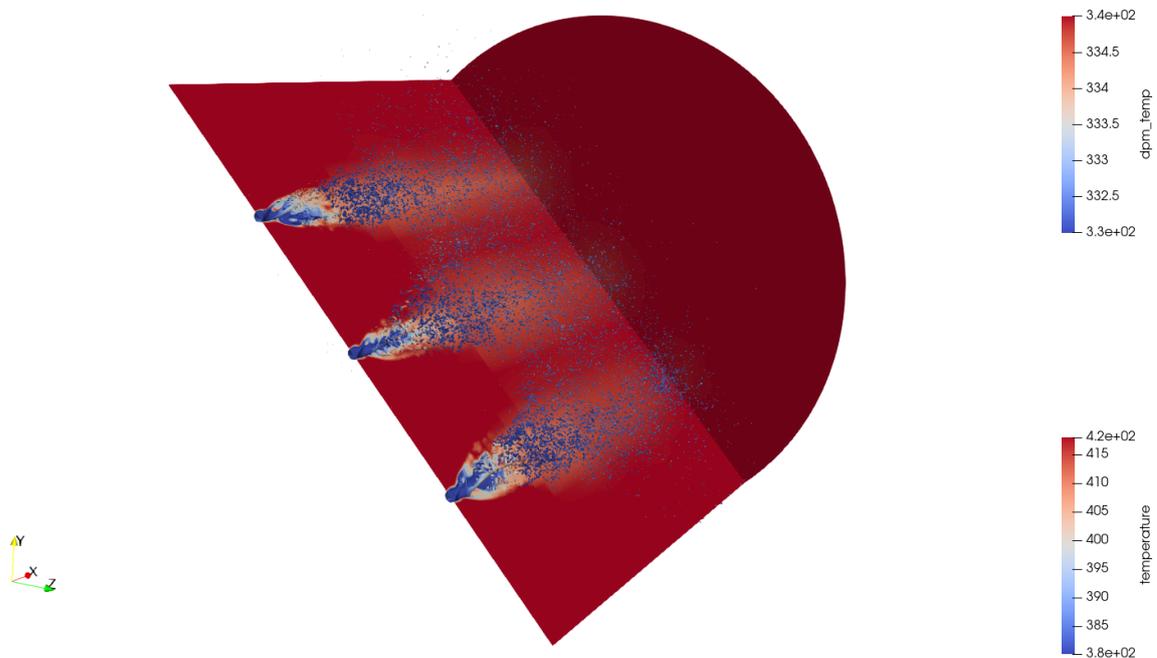


Figure 10. Campo de temperatura para a simulação de três jatos com evaporação.

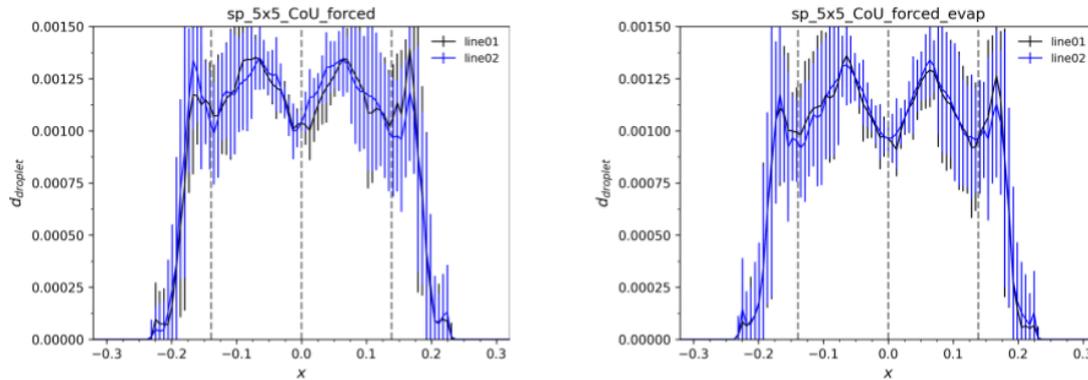


Figure 11. Perfis de diâmetro médio das gotículas para o caso de cinco jatos e perfil de entrada uniforme, comparando-se sem evaporação (esquerda) e com evaporação (direita).

do ponto de coleta, e também o desvio padrão indicado como barras de incerteza no gráfico. Ainda, três linhas tracejadas mais claras são colocadas como indicação do ponto alinhado com o centro de cada spray, assim facilitando a interpretação dos dados. Todos os gráficos apresentados a seguir foram feitos coletando-se os spray ao final do duto de 0,5 m.

Na Fig. 11 são comparados os casos com a entrada de perfil uniforme do gás de processo, para a simulação sem evaporação (esquerda) e com evaporação (direita). Primeiramente nota-se que em ambos os casos, no ponto alinhado com o centro de cada jato o diâmetro médio das gotículas é menor, dado que esta é a região com maior cisalhamento. Conforme se move para as periferias, o diâmetro aumenta dada a menor quebra das gotas, com os pontos de máximo sendo no meio caminho entre os jatos. Também nota-se que apesar de aparecerem gotículas próximas a parede nas visualizações anteriores, este evento é ainda raro ou falta-se tempo estatístico suficiente para estas aparecerem neste gráfico. Uma última interação importante e esperada, é que a adição da evaporação no modelo computacional diminui o diâmetro das gotículas, que deve-se, é claro, à transferência de massa da fase líquida, seja na fase Euleriana ou na fase Lagrangiana, para a fase gasosa.

3.6 Evolução espacial dos perfis

Pode-se também mostrar a evolução dos perfis de diâmetro das gotas ao longo do duto de 0,5m. Linhas para retirada dos pontos foram colocadas a cada 0,1 m. Além disso, são mostrados os perfis a cada 45 graus para que se observe a mudança azimutal. Note que no caso de 3 jatos há somente uma direção azimutal a qual coincide com os centros dos jatos. Já nos 5 jatos há duas direções.

Na Fig. 12 é mostrada essa evolução espacial dos perfis para o caso de três jatos. Note-se que na primeira figura, para distância de 0,1 m os perfis ainda não estão populados devido este ser o primeiro ponto de conversão total das gotas VOF para entidades lagrangianas. Em seguida nota-se que logo em 0,2 m o perfil de diâmetro para o ângulo de 135 graus - que é o ângulo da linha que atravessa os três centros de jatos - já está populado, e permanece bastante similar para toda a evolução espacial. Já os demais perfis cruzados estabilizam-se a partir de 0,3 m. O perfil em 45 graus é o com menos gotas pois é a linha ortogonal à linha de injeção.

4. REFERENCES

- Abramzon, B. and Sirignano, W.A., 1989. "Droplet vaporization model for spray combustion calculations". *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, No. 9, pp. 1605 – 1618. ISSN 0017-9310. doi:10.1016/0017-9310(89)90043-4. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0017931089900434>.
- Daif, A., Bouaziz, M., Chesneau, X. and Chérif, A.A., 1998. "Comparison of multicomponent fuel droplet vaporization experiments in forced convection with the sirignano model". *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 18, pp. 282–290. doi:10.1016/S0894-1777(98)10035-3.
- Damien Furfaro, R.S., 2016. "Modeling droplet phase change in the presence of a multi-component gas mixture". *Applied Mathematics and Computation*, Vol. 272, pp. 518–541. doi:10.1016/j.amc.2015.02.083.
- Evrard, F., Denner, F. and van Wachem, B., 2019. "A multi-scale approach to simulate atomisation processes". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 119, pp. 194–216. ISSN 0301-9322.
- Gorokhovski, M.A. and Saveliev, V.L., 2008. "Statistical universalities in fragmentation under scaling symmetry with a constant frequency of fragmentation". *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 41, No. 8, p. 085405. doi: 10.1088/0022-3727/41/8/085405.
- Irannejad, A. and Jaber, F., 2014. "Large eddy simulation of turbulent spray breakup and evaporation". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 61, pp. 108 – 128. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.01.004>. URL

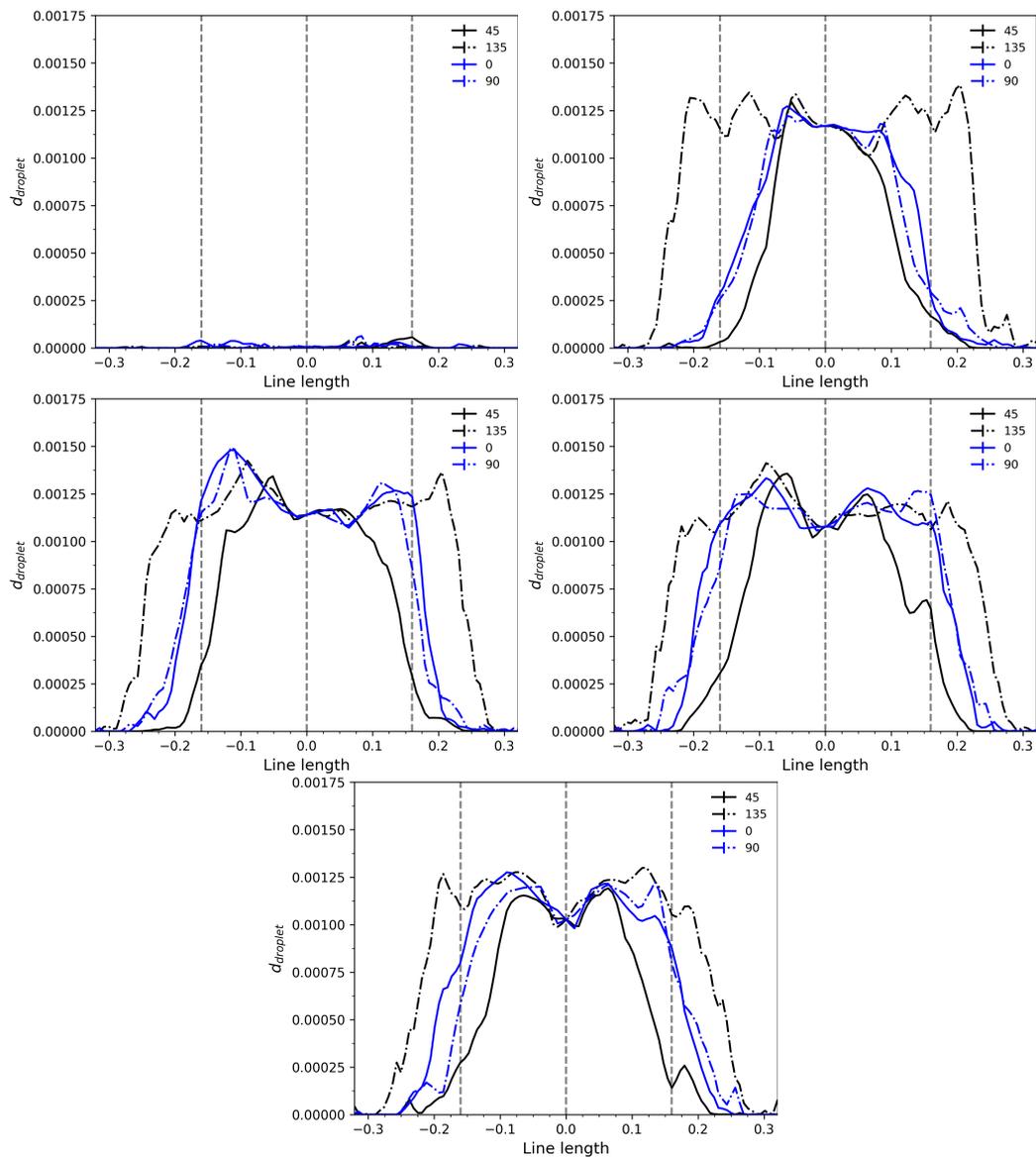


Figure 12. Perfis de diâmetro médio das gotículas para o caso de três jatos e perfil de entrada não-uniforme (curva), comparando-se a evolução a cada 0,1 m na direção axial: (1) 0,1m; (2) 0,2 m; (3) 0,3 m; (4) 0,4 m; (5) 0,5 m.

<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030193221400010X>.

- Jain, M., John, B., Iyer, K. and Prabhu, S., 2014. "Characterization of the full cone pressure swirl spray nozzles for the nuclear reactor containment spray system". *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 273, pp. 131–142. doi: 10.1016/j.nucengdes.2014.02.025.
- Malan, L. G, M.A.G.Z.S.R.P.G., 2020. "A geometric method for interface resolved phase change and conservative thermal energy advection". *Journal of Computational Physics*.
- Movaghar, A., Linne, M., Herrmann, M., Kerstein, A. and Oevermann, M., 2018. "Modeling and numerical study of primary breakup under diesel conditions". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 98, pp. 110–119. doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2017.09.002.
- O'Rourke, P.J. and Amsden, A.A., 1987. "The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup". Technical report, SAE Technical Paper.
- Pilch, M. and Erdman, C., 1987. "Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 13, No. 6, pp. 741 – 757. ISSN 0301-9322. doi:[https://doi.org/10.1016/0301-9322\(87\)90063-2](https://doi.org/10.1016/0301-9322(87)90063-2). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0301932287900632>.
- Pinheiro, A.P. and Vedovotto, J.M., 2019. "Evaluation of droplet evaporation models and the incorporation of natural convection effects". *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 102, No. 3, pp. 537–558. doi:10.1007/s10494-018-9973-8. URL <https://doi.org/10.1007/s10494-018-9973-8>.
- Ranz, W. and Marshall, W., 1952. "Evaporation from drops: Part I". *Chemical Engineering Progress*, Vol. 48, No. 3, pp. 141–146.
- Reitz, R., 1987. "Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays". *Atomisation and Spray Technology*, Vol. 3, No. 4, pp. 309–337.
- Scapin, N., C.P.B.L., 2020. "A volume-of-fluid method for interface-resolved simulations of phase-changing two-fluid flows". *Journal of Computational Physics*.
- Strotos, G., Gavaises, M., theodorakakos, A. and Bergeles, G., 2011. "Numerical investigation of the evaporation of two-component droplets". *Fuel*, Vol. 90, pp. 1492–1507. doi:10.1016/j.fuel.2011.01.017.
- Xiao, F., Dianat, M. and McGuirk, J., 2014. "Les of turbulent liquid jet primary breakup in turbulent coaxial air flow". *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 60, pp. 103–118. doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.013.

5. RESPONSIBILITY NOTICE

The author(s) is (are) the only responsible for the printed material included in this paper.