

CFD APLICADA AO ESCOAMENTO SOBRE UM PROJÉTIL DE ARTILHARIA

Wallace Ramos Rosendo da Silva, wrosendoeng@ime.eb.br¹
Bernardo Maia de Mello Alves, bernardommalves@ime.eb.br¹
André Luiz Tenório Rezende, arezende@ime.eb.br¹

¹Departamento de Engenharia Mecânica, IME - Instituto Militar de Engenharia, 22290-270, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

Resumo: A aerodinâmica de um projétil de artilharia é um caso de escoamento complexo em que o uso da dinâmica dos fluidos computacional pode ser aplicado. Como são lançados em velocidades transônicas ou supersônicas, os efeitos de compressibilidade e de turbulência se fazem presentes. O objetivo deste trabalho é observar a força de arrasto existente sobre uma geometria axissimétrica de um projétil calibre 155 mm. As simulações numéricas desenvolvidas usaram as equações médias de Navier-Stokes (RANS) para o escoamento bidimensional e em regime permanente a partir dos modelos de turbulência Spalart-Allmaras e SST $k-\omega$. Os valores obtidos para o coeficiente de arrasto foram comparados com dados de simulações semi-empíricas implementadas no software comercial PRODAS®. Os resultados do SST $k-\omega$ foram mais próximos dos valores de referência porque é o modelo mais aplicado em casos que envolvem gradientes adversos de pressão e separação da camada limite. Os resultados médios analisados neste artigo são o coeficiente de arrasto, velocidade média e coeficiente de pressão.

Palavras-chave: aerodinâmica, força de arrasto, extensão de alcance, trajetória balística, dinâmica dos fluidos computacional

1. INTRODUÇÃO

O objetivo deste presente trabalho é analisar a partir de simulações computacionais o escoamento existente no disparo de um projétil de artilharia. Como esses projéteis são lançados em velocidades elevadas, normalmente acima da velocidade do som, há a presença do fenômeno da turbulência. Essa turbulência causa um efeito na base do projétil que é amplamente estudada na atualidade porque influencia a resistência do ar pelo arrasto e, segundo Lucena *et al.* (2020), é a principal força contrária ao movimento das munições durante a trajetória.

Sahu *et al.* (1985) dividiu o arrasto em três categorias: o arrasto de pressão, excluindo a base; o arrasto viscoso (atrito com a superfície) e o arrasto de base. Dentre as três categorias, o arrasto de base agrega a maior parte do arrasto total. Em regime transônico, essa força representa 50% do total do arrasto. A Figura 1, extraída e adaptada de Serdarevic-Kadic and Terzic (2019), corrobora com o argumento anterior através da demonstração do coeficiente de arrasto para um projétil calibre 155 mm considerando ângulo de ataque nulo, seja o valor total ou focado só no arrasto de base. Isso acontece porque em altas velocidades forma-se uma região primária de recirculação que reduz a pressão na base, consequentemente elevando o arrasto. Portanto, esse fenômeno requer uma análise acurada sobre o que ocorre no escoamento após o corpo do projétil, com ênfase na base.

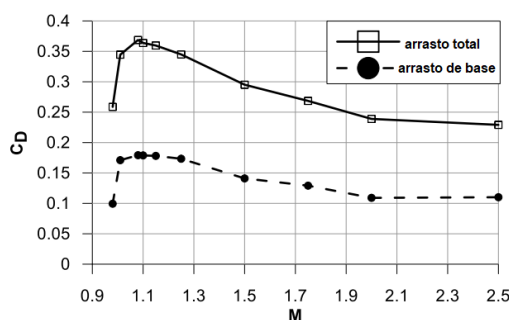


Figura 1: Coeficiente de arrasto em função do número de Mach para um projétil de calibre 155 mm, traduzido e adaptado de Serdarevic-Kadic and Terzic (2019).

Pode-se resolver o problema a partir de soluções teóricas, experimentais, semiempíricas ou combinações delas. Nas condições propostas para o voo deste projétil, a hipótese do contínuo permite compreender as propriedades que regem o escoamento deste fluido a partir das equações de Navier-Stokes. Segundo Serdarevic-Kadic and Terzic (2019), essas equações são não-lineares, acopladas e com derivadas parciais que não possuem soluções analíticas, portanto algoritmos de dinâmica dos fluidos computacional (CFD) foram implementados. As simulações numéricas foram realizadas com as equações médias de Reynolds para as equações de governo (RANS) para descrever a turbulência.

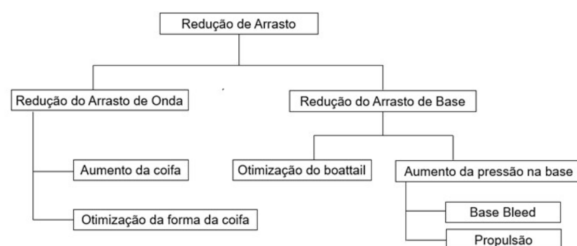


Figura 2: Técnicas de redução do arrasto, traduzido e adaptado de Dali and Jaramaz (2018b).

O arrasto de base pode ser influenciado por características do escoamento ou por questões de geometria, como Dali and Jaramaz (2018b) apresenta em seu diagrama (vide Fig. 2) com algumas possíveis técnicas para reduzir o arrasto. Utilizar *boat-tail* é uma maneira comum de mudar a geometria da munição para reduzir o arrasto. No entanto, Sedney (1966) explica em seu trabalho as dificuldades de projetar e fabricar o *boat-tail*, pois é possível criar novas formas de arrasto que são impossíveis de mensurar.

Em regime supersônico, como afirma Viswanath (1996), a camada limite turbulenta na base do projétil é submetida a uma rápida expansão no canto da base que reduz a pressão nesta região. De acordo com Mahmoud *et al.* (2009), os principais fatores que a afetam incluem: número de Mach no escoamento livre, além da base; espessura da camada limite; diâmetro da base; ângulo de ataque; forma após o corpo (*boat-tail* ou ângulo de *flare*, diâmetro do corpo, comprimento do corpo posterior); e parâmetros que caracterizam o dispositivo de redução de arrasto de base.

A camada cisalhante livre desenvolve um forte gradiente adverso de pressão, causado pela onda de choque de recompressão. As medições na região após a base do projétil costumam ser difíceis, conforme Serdarevic-Kadic and Terzic (2019) demonstra, pois dependem dos seguintes fatores: os efeitos contra o escoamento na presença de uma região limítrofe de separação entre o projétil e o escoamento, de acordo com os números de Mach e de Reynolds presentes; os efeitos da separação, compressão e/ou expansão e formação de choque na vizinhança da quina; a estrutura da região de recirculação; a formação e estrutura da camada de mistura (cisalhante) entre a zona de recirculação e o escoamento externo; e os efeitos da configuração do design do projétil (ex: *boat-tail*, aletas, etc.). Contudo, os estudos detalhados sobre escoamentos transônicos ou supersônicos em regime transiente normalmente são custosos.

Ao longo das últimas décadas os estudos sobre redução de arrasto de base por meio de simulações numéricas computacionais se tornaram mais frequentes (Sahu *et al.*, 1985; Viswanath, 1996; Kaurinkoski and Hellsten, 1998; Sahu and Heavey, 1997; Lee and Kim, 2006; Mahmoud *et al.*, 2009; Sor, 2012; Torangatti, 2014; Jelic, 2016; Xue and Yu, 2016; Belaidouni *et al.*, 2016; Nicolás-Pérez *et al.*, 2017; Dali and Jaramaz, 2018a; Dali and Jaramaz, 2018b; Serdarevic-Kadic and Terzic, 2019; Lucena *et al.*, 2020; Reddy *et al.*, 2021). Primeiramente, a aproximação por dinâmica dos fluidos computacional (CFD) permitiu um decréscimo em testes experimentais para validação de produto, considerando que os testes de tiro são caros, ainda mais quando se adota diferentes configurações para lançamento (com ou sem *base bleed*; com ou sem *boat-tail*; além de outros formatos e combinações). Depois desses fatos, esse projeto pretende aumentar a cadeia de pesquisa e desenvolvimento no Brasil, já que trabalhos como o apresentado por Lucena *et al.* (2020) se mostram como referências isoladas.

Em todos os casos simulados, o CFD estudará o campo de velocidades e de pressões existentes para um projétil calibre 155 mm que possui *boat-tail*, ou seja, uma redução de diâmetro na sua base. O fenômeno que ocorre no escoamento turbulento após o projétil será estudado e analisado para cada caso construído com algumas das formulações das equações médias de Navier-Stokes (RANS), que é a abordagem estatística mais usada na indústria devido ao custo computacional e pela qualidade na entrega dos resultados. Portanto, esse trabalho servirá como uma importação adição à comunidade de fluido dinâmica computacional, porque se relaciona com estudos sobre métodos de arrasto de base em corpos rígidos.

1.1 Parâmetros de Análise

No presente artigo, os resultados obtidos pelas simulações numéricas computacionais serão ilustradas e analisadas para um escoamento compressível, axissimétrico e em regime permanente baseados nas equações médias de Reynolds, conforme os modelos Spalart-Allmaras Spalart and Allmaras (1992) e SST *k- ω* Menter (1994). Dentre os trabalhos já citados, as referências Sahu *et al.* (1985), Torangatti (2014), Nicolás-Pérez *et al.* (2017), Lucena *et al.* (2020) e Reddy *et al.* (2021) serviram como norteadores para empregar as simulações. A fim de comparar o desempenho das simulações computacionais com valores de referência, o coeficiente de arrasto será calculado através da Eq. 1:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho u^2 A} \quad (1)$$

os termos F_D , $\frac{1}{2}\rho u^2$ e A representam a força de arrasto aerodinâmica; a pressão dinâmica exercida pelo fluido e a área de referência da munição, respectivamente.

2. MODELOS MATEMÁTICOS

As equações de governo para um escoamento compressível e turbulento são descritas conforme apresentado por Asproulias (2014):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(e + \frac{1}{2} u_i u_i \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \left(h + \frac{1}{2} u_i u_i \right) \right] = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_{ij} u_i) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} \quad (4)$$

As equações anteriores são, respectivamente, as conservações de massa, momentum e energia. O termo σ_{ij} , presente na Eq. 3, se refere ao tensor de tensões para um fluido newtoniano e é definido como na Eq. 5

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (5)$$

onde a viscosidade dinâmica do fluido é obtida pela Lei de Sutherland ($\mu = \frac{\beta_S T^{\frac{3}{2}}}{T + S}$) por causa do gradiente de temperatura elevado que existe nos regimes transônico e supersônico. Assumindo o ar como um gás ideal, a pressão é determinada por $p = \rho R T$, sendo R a constante dos gases perfeitos e T a temperatura local; enquanto a energia interna específica ($e = C_v T$) e a entalpia específica ($h = C_p T$) se apresentam na Eq. 4, junto da lei de Fourier para o fluxo de calor ($q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j}$).

2.1 Modelagem RANS

Segundo Pope (2000), as equações para as técnicas RANS envolvem as médias das propriedades para as equações de Navier-Stokes. Nessa abordagem os valores instantâneos de interesse são substituídos pela soma dos resultados médios e suas flutuações, resultando na avaliação média temporal para as equações de governo. Devido ao custo computacional e os resultados satisfatórias, os modelos RANS obtiveram reconhecimento dentro da indústria para as simulações numéricas computacionais. Neste presente estudo dois modelos de turbulência foram aplicados, um desenvolvido por Spalart and Allmaras (1992) chamado Spalart-Allmaras e outro por Menter (1994) conhecido por SST k- ω .

2.2 Modelo Spalart-Allmaras

Esse modelo envolve uma só equação para a modelagem da viscosidade turbulenta (ν_t). É amplamente usado em estudos de camada-limite em projetos aerodinâmicos envolvendo fronteiras sólidas e com gradientes adversos de pressão. Seu objetivo principal é providenciar resultados preliminares com grau de precisão ao menor custo computacional. Segundo Pope (2000), esse método deseja remover as incompletudes dos modelos algébricos para os cálculos de turbulência enquanto é mais simples do que os modelos de duas equações para a turbulência. A viscosidade cinemática turbulenta ν_t é aplicada como na Eq. 6:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (6)$$

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{\nu 1}^3} \quad (7)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (8)$$

Onde $\tilde{\nu}$ é a viscosidade amortecida, $f_{\nu 1}$ é uma função de amortecimento viscoso e χ é uma variável intermediária. Segundo Spalart and Allmaras (1992), a viscosidade amortecida $\tilde{\nu}$ obedece a equação de transporte Eq. 9.

$$\rho \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \tilde{\nu}) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_\nu} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + c_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu \quad (9)$$

de tal forma que G_ν e Y_ν são os termos de geração da viscosidade turbulenta e destruição da viscosidade turbulenta na região próxima à parede. O termo G_ν pode ser visto na Eq. 10

$$G_{\nu u} = c_{b1} \rho \tilde{S} \tilde{\nu} \quad (10)$$

onde $\tilde{S}$ é dado pela equação Eq. 11

$$\tilde{S} = S + \frac{\nu}{k^2 d^2} f_{\nu 2} \quad (11)$$

$$f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}} \quad (12)$$

De tal forma que S representa o escalar da combinação entre os tensores rotação e deformação, de acordo com a seguinte formulação presente na Eq. 13

$$S = |\Omega_{ij}| + C_{prod} \min(0, |S_{ij}| - |\Omega_{ij}|) \quad (13)$$

$$|\Omega_{ij}| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (14)$$

$$|S_{ij}| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (15)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (16)$$

Dessa forma, o escalar S reduz a produção de viscosidade turbulenta onde a vorticidade supera a taxa de deformação. Para demonstrar o termo de destruição da viscosidade turbulenta Y_ν , chega-se à seguinte equação Eq. 17

$$Y_\nu = c_{w1} \rho f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad (17)$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3}^6}{g^6 + c_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (18)$$

$$g = r + c_{w2}(r^6 - r) \quad (19)$$

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2} \quad (20)$$

as variáveis f_w , g e r , representados pelas Eq. 18, Eq. 19 e Eq. 20, são funções que descrevem o comportamento do escoamento próximo à parede para altos valores de Reynolds. A variável d representa a distância à parede. As constantes utilizadas em todas as equações para o modelo Spalart-Allmaras são descritas na Tab. 1.

Tabela 1: Constantes do modelo Spalart-Allmaras (Spalart and Allmaras, 1992).

Constante	Valor	Constante	Valor
c_{b1}	0,1355	c_{w2}	0,3
$\sigma_{\tilde{\nu}}$	2/3	c_{w3}	2,0
c_{b2}	0,622	$c_{\nu 1}$	7,1
κ	0,4187	c_{prod}	2,0
c_{w1}		$c_{b1}/\kappa + (1 + c_{b2})/\sigma_{\tilde{\nu}}$	

2.3 Modelo SST k- ω

O modelo SST k- ω , proposto por Menter (1994), é baseado em duas equações para descrever a viscosidade turbulenta. Durante o desenvolvimento desse modelo, muitos testes experimentais foram realizados, com ênfase em projetos aerodinâmicos. É sugerido fazer uso dele em simulações de escoamentos aeronáuticos com alto gradiente adverso de pressão e separação da camada-limite, pela combinação dos modelos k- ω padrão de Wilcox (1988) e k- ϵ (Jones and Launder, 1972; Launder and Spalding, 1974).

Com respeito aos problemas de camada-limite, o modelo k- ω resulta em valores mais precisos na região viscosa próxima à parede, se comparado com o modelo k- ϵ , e seus resultados têm se mostrado satisfatórios em casos que envolvem alto gradiente adverso de pressão. Contudo, o modelo k- ω necessita de uma condição não-nula para o ω na camada cisalhante livre e o escoamento calculado apresenta alta sensibilidade para o valor especificado, como relatou Menter (1994). É demonstrado por Cazalbou *et al.* (1994) que o modelo k- ϵ não sofre dessa deficiência.

Portanto, o modelo SST k- ω atua com o modelo k- ω na região da subcamada-limite até a região logarítmica e para o meio livre considera o modelo k- ϵ . Para poder realizar tal feito, é necessário que o modelo k- ϵ seja escrito em termos da taxa de dissipação específica k- ω . A viscosidade turbulenta e as equações de transporte para os termos k e ω são apresentadas nas equações Eq. 21, Eq. 22 e Eq. 23:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (21)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \tilde{P}_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (22)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2\sigma_d \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (23)$$

Onde: $a_1 = 0.31$. As constantes ϕ deste modelo são computadas a partir das constantes ϕ_1 e ϕ_2 , como a seguir:

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (24)$$

A Tabela 2 demonstra as constantes usadas na formulação do modelo SST k- ω . Segundo Rezende (2009), o último termo da Eq. 23 é chamado de termo de difusão cruzada e este é responsável por diminuir a dependência da corrente livre no modelo k- ω . A função de mistura F_1 é em relação à distância da parede, sendo valor nulo quando se afasta da parede (k- ϵ) e igual a um quando está dentro da camada limite (k- ω). Pode-se definir F_1 como na Eq. 25

$$F_1 = \tanh \left(\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right); \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right]^4 \right) \quad (25)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (26)$$

$$F_2 = \tanh \left(\max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right) \right) \quad (27)$$

O modelo SST k- ω resultou em uma grande melhoria, se comparado aos modelos k- ω e k- ϵ . Menter (1994) sugere que essa abordagem seja aplicada em praticamente todos os problemas aerodinâmicos. Outra importante informação é que não há outro modelo de duas equações que prediz com acurácia a separação da pressão induzida e da interação viscosa-invíscida do fluido.

Tabela 2: Constantes usadas no modelo SST k- ω (Menter, 1994)

Constante (ϕ_1)	Valor	Constante (ϕ_2)	Valor
σ_{k1}	0,85	σ_{k2}	1,0
$\sigma_{\omega 1}$	0,5	$\sigma_{\omega 2}$	0,856
β_1	0,075	β_2	0,0828
β^*	0,09	β^*	0,09
k	0,41	k	0,41
γ_1	$\beta_1/\beta^* - \sigma_{\omega 1}k^2/\sqrt{\beta^*}$	γ_2	$\beta_2/\beta^* - \sigma_{\omega 2}k^2/\sqrt{\beta^*}$

3. RESULTADOS

A geometria axissimétrica do projétil é descrita na Fig. 3. Como se trata de um problema de aerodinâmica para geometrias complexas, algoritmos de volumes finitos com esquemas baseado na densidade são utilizados para resolver as equações de Navier-Stokes (Weiss and Smith, 1995; Weiss *et al.*, 1997; Weiss *et al.*, 1999). A partir da argumentação de Merkle *et al.* (1992), as formulações implícitas desse esquema foram utilizadas por serem mais requeridas em sistemas acoplados e resolvidos simultaneamente. Para a discretização espacial, foi aplicado o esquema QUICK, proposto por Leonard (1979).

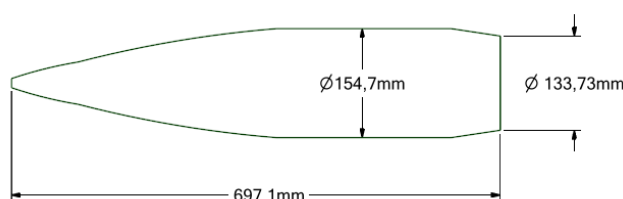


Figura 3: Projétil hipotético calibre 155 mm

Para o cálculo dos gradientes, o método dos mínimos quadrados foi usado e o esquema de fluxo para avaliação da convecção foi escolhido o ROE-FDS porque apresenta bons resultados para escoamentos compressíveis, como demonstra

Nicolás-Pérez *et al.* (2017) em seu trabalho. Para resolução do sistema linear, foi aplicado o método multigrid de Hutchinson and Raithby (1986). As simulações foram concluídas com os resíduos de $1,0 \times 10^{-6}$ para as propriedades calculadas. Sobre a lei da parede, o $y^+ \approx 0,5$ foi aplicado para garantir a acurácia dos resultados.

Conforme apresenta Lucena *et al.* (2020), o escoamento presente pode ser resolvido através de uma simulação computacional com um domínio bidimensional. Esta técnica permite reduzir o esforço computacional, pois não é necessário desenvolver todo o desenho do material para compreensão da dinâmica dos fluidos. As proporções do domínio são $21L \times 20D$, em outras palavras, 21 vezes o comprimento de referência do projétil na horizontal e 20 vezes o diâmetro de referência do projétil na vertical para garantir que tanto a camada-limite como o escoamento cisalhante livre sejam computados. A partir de resultados para o coeficiente de arrasto, foi realizado o estudo sobre convergência de malha. Verificou-se os resultados, seja com a malha estruturada com aproximadamente 198.000 elementos (198K) ou com uma mais refinada com 298.750 elementos (300K) e optou-se por analisar os dados da malha 300K, tendo em vista a proximidade com os valores de referência para o estudo do projétil. O desenho da malha pode ser visto na Fig.4.

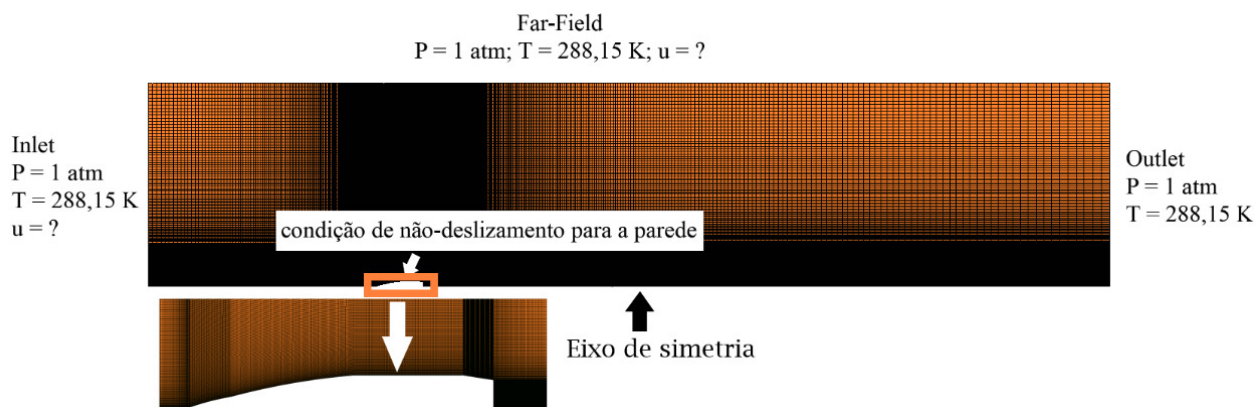


Figura 4: Malha 300K discretizada.

3.1 Condições Iniciais e de Contorno

Após a discretização da malha, cada simulação segue as mesmas condições de contorno, como apontado pela Fig.4. A região nomeada como *inlet* representa a entrada do fluxo de ar, cuja velocidade é prescrita apenas na direção horizontal (eixo x). Cada simulação foi realizada com um número de Mach diferente, isto é, com regime particular de velocidade para calcular o valor do coeficiente de arrasto. A pressão local e a temperatura foram programados para 1 atm ($1,01325 \times 10^5 \text{ N/m}^2$) e 288,15 K, respectivamente. Essas condições ambientais são as mesmas usadas para a elaboração de tabelas de tiro de projéteis de artilharia. O valor da intensidade de turbulência foi igual a 0% e a escala de comprimento da turbulência foi imposta como 0,7 m, aproximadamente o comprimento total do projétil.

Para o local descrito como *far-field*, o conceito por trás desta condição é definir o meio cisalhante livre e para tal o ar é considerado um fluido ideal. As condições de operação são as mesmas para o *inlet*. O contorno *outlet* prescreve apenas a pressão e temperatura, como parte do método de resolução de volumes finitos baseado na densidade. Os valores são os mesmos impostos à região *far-field*. A superfície do corpo da munição considera o não-deslizamento para evitar dissipação causada pela rugosidade da superfície. A zona marcada como eixo de simetria assegura a condição requerida pelas equações de Navier-Stokes para este projeto.

3.2 Perfil do Coeficiente de Arrasto

Os valores encontrados para o coeficiente de arrasto foram desenvolvidos pelos seguintes modelos de turbulência RANS: Spalart-Allmaras e SST $k-\omega$. É importante salientar que há perfis de coeficiente de arrasto para duas malhas estruturadas, diferenciadas a partir da quantidade de elementos (198K e 300K). Em cada modelo de turbulência foram prescritos regimes de velocidades entre o transônico e supersônico ($1,0 \leq M \leq 3,0$), cujos resultados foram comparados com simulações semi-empíricas. Outro parâmetro importante foi a consideração do ângulo de ataque nulo.

As maiores discrepâncias foram observadas no regime transônico ($1,0 \leq M \leq 1,2$). Enquanto isso, conforme a velocidade do escoamento aumenta, as discrepâncias tenderam a diminuir. Como argumentado por Sahu *et al.* (1985), parte do motivo pelo qual o regime transônico apresenta os maiores valores se deve à existência de uma estrutura complexa formada a partir da onda de choque.

3.3 Contornos de Velocidade e Linhas de Corrente

Os contornos de Mach foram elaborados para compreender os perfis de velocidades encontrados no escoamento externo ao projétil. A figura 6 mostra os resultados de acordo com o número de Mach e o modelo de turbulência. Da esquerda para a direita, os modelos de turbulência exibidos foram Spalart-Allmaras e SST $k-\omega$, respectivamente. Em

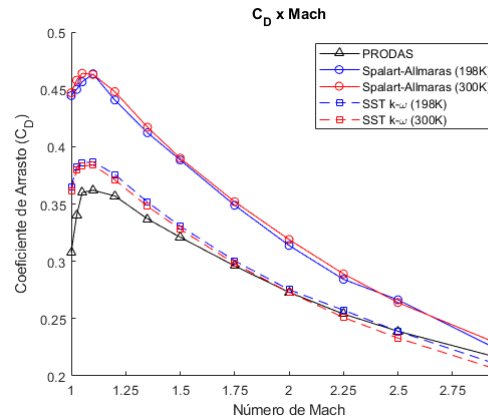


Figura 5: Coeficiente de arrasto em função do número de Mach.

ordem decrescente, as velocidades de escoamento livre consideradas foram com Mach iguais a 1,0; 2,0 e 3,0. Como esperado pela teoria, a base da munição concentra contornos de velocidades em velocidades muito baixas. Nota-se também que a região onde está localizado o *boat-tail* possui as velocidades mais altas, sobretudo no regime supersônico.

Sobre os resultados obtidos, é possível observar a presença de recirculação de ar, como Sahu *et al.* (1985) demonstrou em seu trabalho. O escoamento se desenvolve em velocidades muito baixas na região próxima à base do projétil, causadas pela recirculação demonstrada na Fig.7. Conforme se afasta da região da esteira turbulenta, a velocidade do escoamento se aproxima da velocidade da região do infinito (*far-field*).

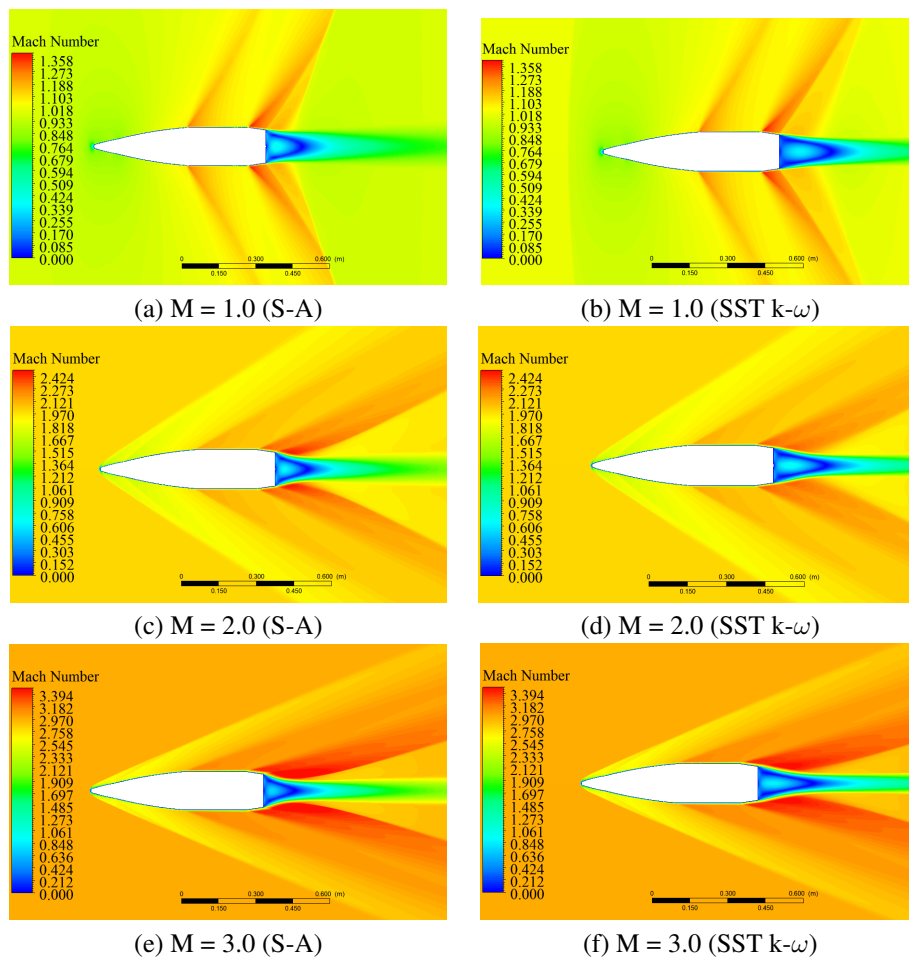


Figura 6: Contornos de Mach.

3.4 Contornos de Pressão

Os contornos de pressão permitem concluir que existe uma região de baixa pressão na base do projétil causada pela recirculação. A Figura 8 mostra essas ocorrências, seja no regime transônico ou supersônico, através do coeficiente de pressão (C_P), que é um número adimensional que descreve as pressões relativas no escoamento independente do tamanho

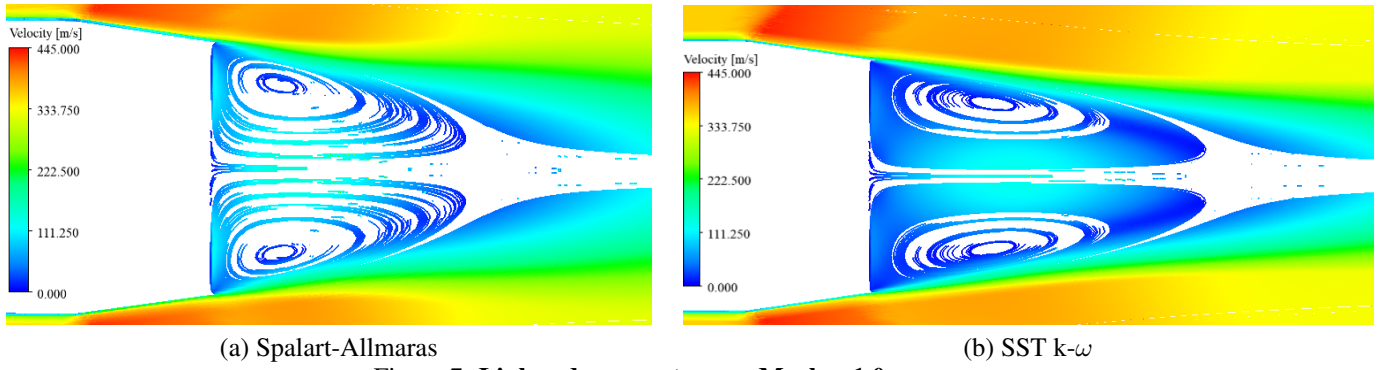


Figura 7: Linhas de corrente para Mach = 1,0.

do corpo. Ele pode ser calculado a partir da Eq. 28:

$$C_P = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2} \rho_\infty u_\infty^2} \quad (28)$$

onde p_∞ , ρ_∞ e u_∞ são, respectivamente, pressão, densidade e velocidade do meio livre.

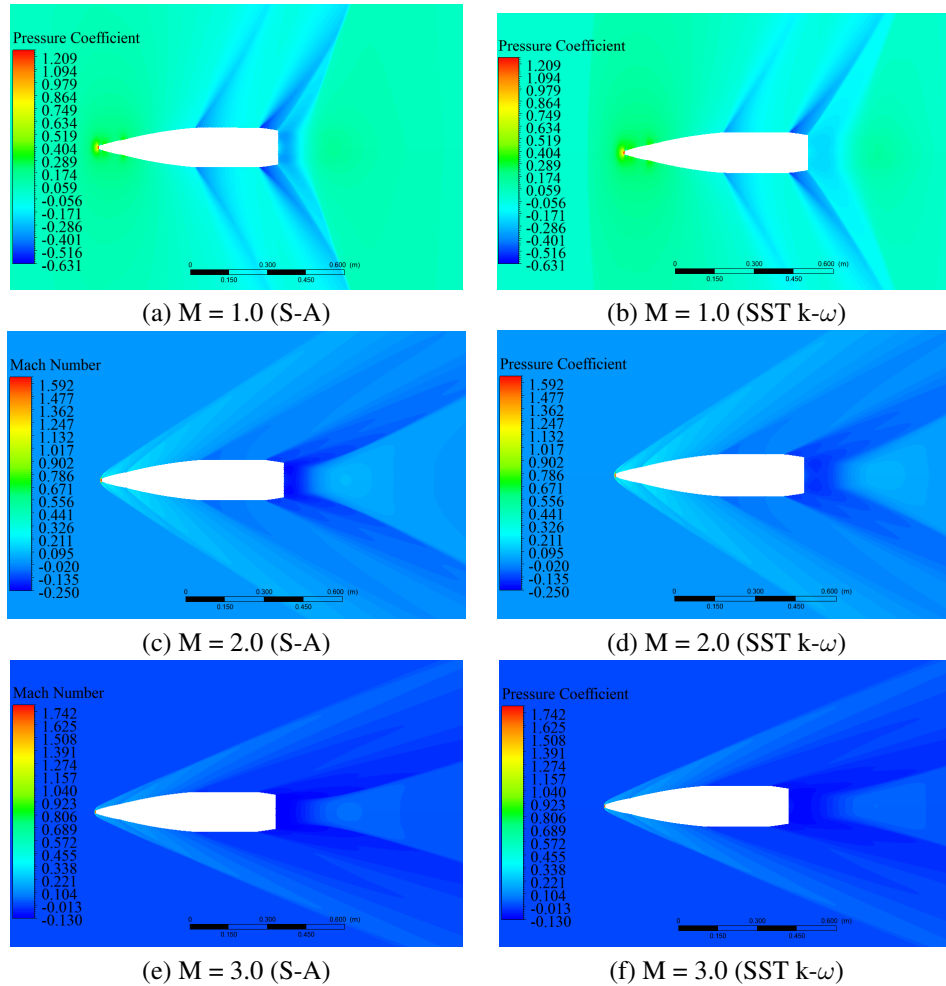


Figura 8: Contornos de Pressão.

A Figura 8 percebe-se comportamentos distintos entre os regimes transônico e supersônico. Para o regime transônico, percebe-se uma região com gradiente de pressão menor. Em ambos os casos, a região com pressões mais elevadas coincide com a região primária de recirculação. Conforme o escoamento se distancia da base, a pressão se reduz até igualar a condição de contorno *far-field*.

4. CONCLUSÃO

Esse trabalho iniciou com uma pesquisa bibliográfica sobre aerodinâmica para projéteis de artilharia. O objetivo deste presente artigo era desenvolver simulações de dinâmica dos fluidos computacionais para entender a aerodinâmica

da munição, sobretudo o arrasto. Conforme necessidade, o escoamento foi modelado para ser resolvido numericamente dentro de condições de contorno pré-estabelecidas com simulações semi-empíricas.

Para resolver a turbulência presente no escoamento, dois modelos baseados nas equações médias de Navier-Stokes (RANS) foram implementados: Spalart-Allmaras e SST $k-\omega$. As simulações semi-empíricas supracitadas serviram como referência para os estudos. Devido à importância do fenômeno presente na base do projétil em relação ao arrasto total, as simulações CFD enfatizaram a compreensão das propriedades que governam o escoamento após a base do projétil.

Em todos os casos no presente artigo foi observada a formação da bolha de recirculação visualizada através das linhas de correntes para a velocidade. Outro fator importante observado foi como essa bolha afeta os perfis de velocidade e de pressão no eixo de simetria do escoamento. É visto um gradiente adverso de pressão, sobretudo no regime supersônico.

A malha obteve resultados mais próximos do ideal ao fazer uso do modelo de turbulência SST $k-\omega$, o que já era esperado por ser um modelo mais preciso para analisar gradientes adversos de pressão e a interação viscosa-inviscida do fluido a partir de 2 equações de transporte. A idealização dos resultados foi baseada nos dados obtidos pelas formulações semi-empíricas que o software PRODA[®] soluciona.

Acerca do coeficiente de arrasto, o regime transônico obteve valores maiores porque existe um efeito complexo causado pela onda de choque. Em ambos os modelos de turbulência as tendências dos resultados foram de acordo com os dados obtidos no PRODA[®]. Atribui-se parte da razão à discrepância dos resultados a partir da desconsideração dos efeitos de rotação no escoamento. Em corroboração à conclusão de Nicolás-Pérez *et al.* (2017), um projétil com a base sem nenhum dispositivo além do *boat-tail* pode ser estudado pelas abordagens RANS.

5. BIBLIOGRAFIA

- Asproulis, I., 2014. *RANS Modelling for Compressible Turbulent Flows Involving Shock Wave Boundary Layer Interactions*. Ph.D. thesis. doi:10.13140/RG.2.2.18091.23840.
- Belaidouni, H., Zivkovic, S. and Samardzic, M., 2016. “Numerical simulations in obtaining drag reduction for projectile with base bleed”. *Scientific Technical Review*, Vol. 66, pp. 36–42. doi:10.5937/STR1602036B.
- Cazalbou, J.B., Spalart, P.R. and Bradshaw, P., 1994. “On the behavior of two-equation models at the edge of a turbulent region”. *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 5, pp. 1797–1804. doi:10.1063/1.868241. URL <https://doi.org/10.1063/1.868241>.
- Dali, M.A. and Jaramaz, S., 2018a. “Optimization of artillery projectiles base drag reduction using hot base flow”. *Thermal Science*, Vol. 2018, pp. 210–210. doi:10.2298/TSCI180413210D.
- Dali, M.A. and Jaramaz, S., 2018b. “Various methods of artillery projectiles base drag reduction”.
- Hutchinson, B.R. and Raithby, G.D., 1986. “A multigrid method based on the additive correction strategy”. *Numerical Heat Transfer*, Vol. 9, No. 5, pp. 511–537. doi:10.1080/10407788608913491. URL <https://doi.org/10.1080/10407788608913491>.
- Jelic, Z., 2016. *Optimisation of design parameters for modular range enhanced projectile*. Ph.D. thesis, Cranfield, UK. Cranfield University. URL <https://dspace.lib.cranfield.ac.uk/handle/1826/10260>.
- Jones, W. and Launder, B., 1972. “The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, No. 2, pp. 301–314. ISSN 0017-9310. doi:https://doi.org/10.1016/0017-9310(72)90076-2. URL <https://www.sciencedirect.com/science/ARTICLE/pii/0017931072900762>.
- Kaurinkoski, P. and Hellsten, A., 1998. “Numerical simulation of a supersonic base-bleed projectile with improved turbulence modeling”. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 35, No. 5, pp. 606–611. doi:10.2514/2.3392. URL <https://doi.org/10.2514/2.3392>.
- Launder, B. and Spalding, D., 1974. “The numerical computation of turbulent flows”. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, No. 2, pp. 269–289. ISSN 0045-7825. doi:https://doi.org/10.1016/0045-7825(74)90029-2. URL <https://www.sciencedirect.com/science/ARTICLE/pii/0045782574900292>.
- Lee, Y.K. and Kim, H.D., 2006. “Optimization of mass bleed control for base drag reduction of supersonic flight bodies”. *J. Therm. Sci.*, Vol. 15, No. 3, pp. 206–212. doi:10.1007/s11630-006-0206-4.
- Leonard, B.P., 1979. “A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation”. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 19, pp. 59–98. doi:10.1016/0045-7825(79)90034-3.
- Lucena, R., Mangiavacchi, N., Pontes, J., Pinheiro, G., Rosendo, W., Neubarth, L., Ferrapontoff Lemos, M. and Júnior, L., 2020. “Numerical aerodynamic simulation of an artillery projectile with a base bleed system”. doi:10.26678/ABCM.ENCIT2020.CIT20-0617.
- Mahmoud, O., Suliman, M.A., Al-Sanabawy, M. and Abdel-Hamid, O., 2009. “Computational investigation of base drag reduction for a projectile at different flight regimes”.
- Menter, F.R., 1994. “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications”. *AIAA Journal*, Vol. 32, pp. 1598–1605.
- Merkle, C., Venkateswaran, S. and Buelow, P., 1992. *The relationship between pressure-based and density-based algorithms*. doi:10.2514/6.1992-425. URL <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.1992-425>.
- Nicolás-Pérez, F., Velasco, F.J.S., García-Cascales, J.R., Otón-Martínez, R.A., López-Belchí, A., Moratilla, D., Rey, F. and Laso, A., 2017. “On the accuracy of RANS, DES and LES turbulence models for predicting drag reduction with Base Bleed technology”. *Aerospace Science and Techno-*

- logy, Vol. 67, pp. 126–140. ISSN 1270-9638. doi:<https://doi.org/10.1016/j.ast.2017.03.031>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/ARTICLE/pii/S1270963816302577>.
- Pope, S.B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press. doi:10.1017/CBO9780511840531.
- Reddy, D., Sah, P. and Sharma, A., 2021. “Prediction of drag coefficient of a base bleed artillery projectile at supersonic mach number”. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 2054, p. 012013. doi:10.1088/1742-6596/2054/1/012013.
- Rezende, A.L.T., 2009. *Numerical Investigation of the Turbulent Flow Separation Bubble Over Inclined Thin Flat Plate*. Ph.D. thesis, Rio de Janeiro, Brasil. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. URL <https://www.maxwell.vrac.puc-rio.br/colecao.php?strSecao=resultadonrSeq=14607@2>.
- Sahu, J. and Heavey, K.R., 1997. “Numerical investigation of supersonic base flow with base bleed”. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 34, No. 1, pp. 62–69. doi:10.2514/2.3173. URL <https://doi.org/10.2514/2.3173>.
- Sahu, J., Nietubicz, C.J. and Steger, J.L., 1985. “Navier-stokes computations of projectile base flow with and without mass injection”. *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 9, pp. 1348–1355. doi:10.2514/3.9091.
- Sedney, R., 1966. “Review of base drag”. *Review of Base Drag*, pp. 211–240. Cited By 14.
- Serdarevic-Kadic, S. and Terzic, J., 2019. “Effects of base shape to drag at transonic and supersonic speeds by cfd”. Vol. DAAAM International Scientific Book 2019 of *DAAAM International*, pp. 71–80. ISBN 978-3-902734-24-2. ISSN 1726-9687. doi:10.2507/daaam.scibook.2019.06.
- Sor, W.L., 2012. *Aerodynamic Validation of Emerging Projectile Configurations*. Ph.D. thesis, Monterey, California. Naval Postgraduate School. URL <https://calhoun.nps.edu/handle/10945/14852?show=full>.
- Spalart, P. and Allmaras, S., 1992. “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”. *AIAA*, Vol. 439. doi:10.2514/6.1992-439.
- Torangatti, K., 2014. “Drag prediction and validation of standard m549, 155mm projectile”. *International Journal of Engineering Research and Reviews*, Vol. 2, No. 3, pp. 26–32.
- Viswanath, P., 1996. “Flow management techniques for base and afterbody drag reduction”. *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 32, No. 2, pp. 79–129. ISSN 0376-0421. doi:[https://doi.org/10.1016/0376-0421\(95\)00003-8](https://doi.org/10.1016/0376-0421(95)00003-8). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0376042195000038>.
- Weiss, J.M., Maruszewski, J.P. and Smith, W., 1997. “Implicit solution of the navier-stokes equations on unstructured meshes”.
- Weiss, J.M., Maruszewski, J.P. and Smith, W., 1999. “Implicit solution of preconditioned navier- stokes equations using algebraic multigrid”. *AIAA Journal*, Vol. 37, pp. 29–36.
- Weiss, J.M. and Smith, W., 1995. “Preconditioning applied to variable and constant density flows”. *AIAA Journal*, Vol. 33, pp. 2050–2057.
- Wilcox, D.C., 1988. “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models”. *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1299–1310.
- Xue, X. and Yu, Y., 2016. “An improvement of the base bleed unit on base drag reduction and heat energy addition as well as mass addition”. *Appl. Therm. Eng.*, Vol. 109, pp. 238–250. ISSN 1359-4311. doi:10.1016/j.applthermaleng.2016.08.072.

6. RESPONSABILIDADE AUTORAIS

Os autores são os únicos responsáveis pelo conteúdo deste trabalho.

APPLIED CFD FOR FLOW OVER AN ARTILLERY PROJECTILE

Wallace Ramos Rosendo da Silva, wrosendoeng@ime.eb.br¹

Bernardo Maia de Melo Alves, bernardommalves@ime.eb.br¹

André Luiz Tenório Rezende, arezende@ime.eb.br¹

¹Departamento de Engenharia Mecânica e Materiais, IME - Instituto Militar de Engenharia, 22290-270, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

Resumo: The aerodynamics of artillery projectile is a complex case which the use of computational fluid dynamics (CFD) can be applied. As long as they are launched in transonic or supersonic velocity regimes, effects of compressibility and turbulence are perceived. The main objective of this article is observing how drag force present over a 6-inches caliber axisymmetric projectile. The numerical simulations developed used Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) models for bidimensional steady flow from Spalart-Allmaras and Shear-Stress Transport $k-\omega$ models. The results for drag force coefficient were compared with semi-empirical data implemented in commercial software PRODAS®. The values of SST $k-\omega$ model were more approximate from reference value because this model is more applied in cases of high adverse pressure gradient and with boundary-layer separation. The mean values analyzed were drag force coefficient, mean velocity and pressure coefficient.

Palavras-chave: aerodynamics, drag force, range extension, ballistic trajectory, computational fluid dynamics