

Estudo do efeito da rugosidade da parede no desempenho de um ejedor supersónico

Mestrado em Engenharia Mecânica
Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Ricardo Almeida e Sousa

Orientador

Prof. Szabolcs Varga

21/03/2022

Esta página foi propositadamente deixada em branco0

Abstract

The building heating and cooling sector has an important role in the European energetic policies. Despite the growth of the use of renewable energy sources, the sector continues to mostly rely on fossil fuels. The European Union defined a set of goals for 2030 and 2050 aiming the decarbonization of the energy sector. In this way, the heat pumps technologies in the heating, cooling and refrigeration sector, due to their high efficiencies, can contribute to the energy transition from fossil to renewable energy sources. Ejectors can be integrated into these systems to replace the mechanical compressor, leading to a reduction of the CO₂ emissions. Ejector cycles are interesting alternatives for heating and cooling of buildings since they can be driven by low grade thermal energy, coming from solar or waste heat instead of electricity.

The main objective of the present study is to evaluate the influence of the wall on the performance of supersonic ejector using a numerical modelling approach. The developed model is implemented in the FLUENT commercial software. The modelled ejector is assumed to work under steady state condition and the flow is considered to be axisymmetric, turbulent, compressible with adiabatic walls. The turbulence model chosen is the $(k - \varepsilon)$ RNG. The ejector geometry is based on the geometry of a previous work. The working fluid R152a is assumed to have an ideal gas behaviour. The ejector performance was analysed for several generator temperatures (75°C – 90°C), for various spindle positions (3, 4, 5 and 7 mm) and wall roughness of 0, 10, 50 and 100 μm , representing roughness all the roughness values resulting from typical manufacturing processes.

The results show that the wall roughness has high influence in the ejector performance. The highest simulated wall roughness condition, 100 μm , leads to a primary mass flowrate decrease as high as 6%. A secondary mass flowrate reduction of 60% and a decrease in the entrainment ratio up to 55%. Additionally, the roughness has a negative impact on the ejector critical backpressure and thus on the maximum condensation temperature, limiting the operational conditions. Hence, the wall roughness should be considered critical in ejector design in order to guarantee the adequate operation of the thermodynamic cycle.

Esta página foi propositadamente deixada em branco

Resumo

O setor da climatização de edifícios tem um papel importante nas políticas energéticas europeias. Apesar do crescimento da utilização de energias renováveis, o setor baseia-se maioritariamente em combustíveis fósseis. A União Europeia definiu várias metas para 2030 e 2050 tendo como objetivo a descarbonização do setor energético. As bombas de calor, devido à sua alta eficiência, podem contribuir para a transição energética de combustíveis fósseis para fontes renováveis. Os ejetores podem ser integrados nestes sistemas para substituir o compressor, de modo a minimizar as emissões de CO₂. Os ciclos de ejetores são alternativas interessantes para a climatização de edifícios uma vez que são acionados através de energia térmica, solar ou calor desperdiçado, em vez de energia elétrica.

O principal objetivo do presente estudo é avaliar a influência da rugosidade da parede no desempenho de um ejetor supersónico utilizando um modelo numérico. O modelo desenvolvido é implementado no software comercial FLUENT. O ejetor modelado assume-se que trabalha em regime estacionário e o escoamento é considerado axissimétrico, turbulento, compressível e com paredes adiabáticas. O modelo de turbulência adotado é o $(k - \varepsilon)$ RNG. A geometria do ejetor utilizada tem por base a geometria desenvolvida num trabalho anterior. Neste trabalho, assume-se que o fluido de trabalho R152a tem comportamento de gás perfeito. O desempenho do ejetor foi analisado para diversas temperaturas de gerador (75°C – 90°C), várias posições do *spindle* (3, 4, 5 e 7 mm) e valores da rugosidade (0, 10, 50 e 100 μm) abrangendo os valores resultantes dos processos de fabrico típicos de ejetores.

Os resultados obtidos demonstram que a rugosidade da parede tem elevada influência no desempenho de um ejetor. A rugosidade máxima simulada, 100 μm , provoca a diminuição do caudal primário até 6% e do caudal secundário até 60% e uma diminuição da taxa de arrastamento até 55%. Para além disso, a rugosidade tem também impacto negativo na contrapressão crítica do ejetor e, consequentemente, na temperatura de condensação máxima, limitando as condições de funcionamento. Por isso, a rugosidade da parede deve ser considerada no dimensionamento de ejetores de modo a garantir o correto funcionamento do ciclo termodinâmico.

Esta página foi propositadamente deixada em branco

Agradecimentos

A realização desta dissertação representa o culminar de um percurso ao longo de cinco anos enquanto estudante de engenharia mecânica. Não podia deixar de agradecer a determinadas pessoas que sempre acompanharam o meu percurso.

Em primeiro lugar, à minha família, sobretudo aos meus pais, pela educação que me deram, pelo amor, carinho, dedicação e apoio, que hoje fizeram com que estivesse aqui. O meu sucesso é também devido a eles. Aos meus avós, em especial ao meu avô, António da Silva Almeida, que ao longo da minha infância nunca disse que não aos meus “projetos”, alimentando o meu gosto pelas “engenhocas”. Hoje, tenho o prazer de lhe dedicar esta dissertação. Deixo também uma palavra de gratidão ao meu irmão Rafael e à minha tia Ana.

Às minhas melhores amigas desde sempre, as minhas primas, Raquel e Diana, que desce sempre me acompanham em todos os momentos da minha vida e com as quais tenho o gosto de partilhar mais uma conquista.

Aos meu grupo de amigos da faculdade com quem passei estes anos, em especial à Adriana, por todas as resoluções que me enviou. A todos meus restantes amigos e, sobretudo, aos amigos que são mais do que amigos. À Joana, à Rita e ao André.

Agradeço também ao meu orientador, professor Szabolcs Varga, pela sua disponibilidade, pelo apoio e acompanhamento na realização deste trabalho e pelo conhecimento transmitido.

Deixo também um agradecimento à instituição Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto e a todos os professores envolvidos no meu percurso académico.

A todos, o meu maior obrigado!

Ricardo Almeida e Sousa

Esta página foi propositadamente deixada em branco

*“If you are going through hell,
Keep going”*

Wiston Churchill

Esta página foi propositadamente deixada em branco

Índice

Abstract	i
Resumo	iii
Índice.....	ix
Lista de figuras.....	xi
Lista de tabelas.....	xiii
Nomenclatura.....	xv
Sobrescritos.....	xviii
1. Introdução.....	1
1.1. Contexto energético	2
1.2. Redução das emissões de GEE e neutralidade climática até 2030 e 2050.....	4
1.3. Aquecimento e arrefecimento renováveis.....	6
1.4. Bombas de calor.....	7
1.4.1. Ciclo de refrigeração por compressão de vapor.....	7
1.4.2. Ejetores	8
1.4.3. Fluidos de trabalho.....	9
1.5. Objetivos da dissertação	10
1.6. Estrutura da dissertação	10
2. Revisão Bibliográfica	11
2.1. Funcionamento de um ejedor.....	11
2.2. Ejetores em ciclos de refrigeração	13
2.3. Desempenho de um ejedor.....	15
2.3.1. Efeito dos parâmetros geométricos no desempenho de um ejedor.....	17
2.3.2. Efeito das temperaturas de funcionamento no desempenho de um ciclo ejedor ..	19
2.4. Modelação matemática de ejedores	21
2.4.1. Modelação analítica de ejedores	22
2.4.2. Modelação CFD de ejedores.....	23
3. Desenvolvimento do modelo CFD.....	28
3.1. Geometria do ejedor simulado.....	28
3.2. Pressupostos e equações governativas do escoamento	29
3.3. Equações de turbulência	30
3.4. Malha numérica	36
3.5. Software de simulação FLUENT ®.....	38
3.6. Estratégia de simulação.....	39
3.7. Condições de fronteira e propriedades do fluido de trabalho	40

4. Resultados e Discussão.....	44
4.1. Resultados das simulações CFD para paredes do ejetor lisas.....	44
4.2. Efeito da rugosidade da parede no funcionamento do ejetor.....	48
4.2.1. Efeito da rugosidade da parede do ejetor no caudal primário.....	51
4.2.2. Efeito da rugosidade da parede no caudal secundário	54
4.2.3. Efeito da rugosidade da parede na taxa de arrastamento	55
4.2.4. Efeito da rugosidade da parede na contrapressão crítica	57
4.2.4.1. Posição do <i>spindle</i> de 3 mm.....	57
4.2.4.2. Posição do <i>spindle</i> de 4 mm.....	59
4.2.4.3. Posição do <i>spindle</i> de 5 mm.....	61
4.2.4.4. Posição do <i>spindle</i> de 7 mm.....	63
4.2.4.5. Análise do efeito da rugosidade na contrapressão crítica do ejetor ..	65
5. Conclusões e sugestões para trabalhos futuros.....	69
5.1. Conclusões	69
5.2. Sugestões para trabalhos futuros.....	70
6. Bibliografia	72

Lista de figuras

Figura 1 - Consumo global de energia primária em 2018 [1].	2
Figura 2 - Distribuição das fontes de energia no consumo de energia primária global para aquecimento e arrefecimento em 2019 [1].	3
Figura 3 - Distribuição da energia proveniente de fontes renováveis para aquecimento e arrefecimento na UE-27 em 2019 [3].	4
Figura 4 - Ciclo de compressão de vapor [8].	6
Figura 5 - Diagrama esquemático de um ejedor supersónico [4].	11
Figura 6 - Variação ideal da pressão e da velocidade dos escoamentos ao longo de um ejedor [2].	12
Figura 7 - Diagrama P-h dos ejtores MAC e MPC [5].	13
Figura 8 – Sistema de refrigeração ejtor e respetivo diagrama P-h [2].	14
Figura 9 - Taxa de arrastamento em função da contrapressão.	16
Figura 10 - Parâmetros geométricos de um ejtor.	17
Figura 11 - Efeito da pressão do condensador na taxa de arrastamento.	20
Figura 12 - Resultados obtidos pelos modelos $(k - \varepsilon)$ e $(k - \omega)$ SST [7].	25
Figura 13 - Domínio do escoamento e localização do spindle [6].	28
Figura 14 - Representação esquemática da posição do spindle.	29
Figura 15 - Distribuição da pressão estática e do número de Mach ao longo do ejtor para $SP=7$ mm, $T_g = 90^\circ C$, $T_e = 10^\circ C$ e $T_c = 43^\circ C$	45
Figura 16 - Distribuição do número de Mach no interior do ejtor para $SP=7$ mm $T_g = 90^\circ C$, $T_e = 10^\circ C$ e $T_c = 43^\circ C$	46
Figura 17 - Caudais mássico primário e secundário em função da posição do spindle para $T_g = 90^\circ C$, $T_e = 10^\circ C$ e $T_c = 35^\circ C$	47
Figura 18 - Taxa de arrastamento em função da posição do spindle para T_g de $75^\circ C$, $80^\circ C$, $85^\circ C$ e $90^\circ C$	48
Figura 19 - Distribuição da pressão estática ao longo do eixo do ejtor para $SP=7$ mm, $T_g = 90^\circ C$, $T_e = 10^\circ C$, $T_c = 35^\circ C$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	49
Figura 20 - Distribuição do número de Mach para $SP=7$ mm, $T_g = 90^\circ C$, $T_e = 10^\circ C$, $T_c = 35^\circ C$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	50
Figura 21 - Distribuição do número de Mach no interior do ejtor para $SP=7$ mm, $T_g = 90^\circ C$, $T_e = 10^\circ C$, $T_c = 35^\circ C$ e (a) 0 μm , (b) 10 μm , (c) 50 μm e (d) 100 μm	51
Figura 22 – Caudal mássico primário em função da rugosidade, para $SP=3, 4, 5$ e 7 mm e para (a) $T_g=75^\circ C$, (b) $T_g=80^\circ C$, (c) $T_g=85^\circ C$ e (d) $T_g=90^\circ C$	52
Figura 23 - Caudal mássico secundário em função da rugosidade, para $SP=3, 4, 5$ e 7 mm, $T_g=90^\circ C$ e $T_c=30^\circ C$	54
Figura 24 - Taxa de arrastamento em função da rugosidade para $SP=3, 4, 5$ e 7 mm, $T_g = 90^\circ C$ e $T_c = 30^\circ C$	56
Figura 25 – Curvas operacionais do ejtor para $SP=3$ mm, (a) $T_g=75^\circ C$; (b) $T_g=80^\circ C$, (c) $T_g=85^\circ C$ e (d) $T_g=90^\circ C$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	58
Figura 26 - Curvas operacionais do ejtor para $SP=4$ mm, (a) $T_g=75^\circ C$; (b) $T_g=80^\circ C$, (c) $T_g=85^\circ C$ e (d) $T_g=90^\circ C$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	60

Figura 27 - Curvas operacionais do ejetor para $SP=5$ mm, (a) $Tg=75^{\circ}\text{C}$; (b) $Tg=80^{\circ}\text{C}$, (c) $Tg=85^{\circ}\text{C}$ e (d) $Tg=90^{\circ}\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	62
Figura 28 - Curvas operacionais do ejetor para $SP=7$ mm, (a) $Tg=75^{\circ}\text{C}$; (b) $Tg=80^{\circ}\text{C}$, (c) $Tg=85^{\circ}\text{C}$ e (d) $Tg=90^{\circ}\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	64
Figura 29 - Distribuição do número de Mach, para $SP=7\text{mm}$, $Tg=90^{\circ}\text{C}$, $Tc=41^{\circ}\text{C}$ e (a) 0 μm , (b) 10 μm , (c) 50 μm e (d) 100 μm	68

Lista de tabelas

Tabela 1 - Parâmetros geométricos do ejitor simulado.....	28
Tabela 2 - Parâmetros selecionados para o modelo de turbulência.....	36
Tabela 3 - Parâmetros selecionados para a definição da rugosidade da parede	36
Tabela 4 - Parâmetros da avaliação da qualidade da malha utilizada.....	37
Tabela 5 - Qualidade da malha em termos de ortogonalidade [72].....	37
Tabela 6 - Parâmetros selecionados para o solver do FLUENT.....	39
Tabela 7 - Critérios de convergência aplicados nas simulações.....	40
Tabela 8 - Resumo das temperaturas aplicadas nas simulações	41
Tabela 9 - Propriedades termofísicas do fluido de trabalho (R152a).....	41
Tabela 10 - Propriedades termofísicas do material de construção do ejitor (Alumínio).....	41
Tabela 11 - Parâmetros selecionados para as condições de fronteira.....	42
Tabela 12 - Parâmetros selecionados para a entrada primária.....	43
Tabela 13 - Parâmetros selecionados para a saída.....	43
Tabela 14 – T_c^* e λ para SP=4 mm, T_g =75, 80, 85 e 90°C e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	59
Tabela 15 – T_c^* e λ para SP=5 mm, T_g =75, 80, 85 e 90°C e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	61
Tabela 16 – T_c^* e λ para SP=7 mm, T_g =75, 80, 85 e 90°C e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm	63
Tabela 17 - Resumo da variação da temperatura crítica de condensação	65
Tabela 18 - Resumo da variação da taxa de arrastamento.....	66

Esta página foi propositadamente deixada em branco

Nomenclatura

Abreviaturas

AC	Ar Condicionado
AQS	Águas Quentes Sanitárias
BC	Bombas de Calor
CCV	Ciclo de Compressão de Vapor
CFC	Clorofluorcarbonetos
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
COP	Coeficiente de Performance
GEE	Gases com Efeito de Estufa
HFC	Hidroclorofluorcarbonetos
MAC	Mistura a Área Constante
MPC	Mistura a Pressão Constante
NXP	<i>Nozzle Exit Position</i>
OCDE	Organização Europeia de Cooperação Económica
PAG	Potencial de Aquecimento Global
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
RNG	<i>Re-Normalization Group</i>
RSM	<i>Reynolds Stress Model</i>
SP	Posição do <i>spindle</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
UE	União Europeia

Símbolos

A	Área	mm^2
a	Velocidade do som	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
C_k	Constante de Von Karman (Secção 3.3)	[-]
C_p	Calor específico a pressão constante	$\text{J}\cdot\text{kg}\cdot\text{K}^{-1}$
$C_{\varepsilon 1}$	Constante utilizada no modelo $(k - \varepsilon)$ RNG	[-]
$C_{\varepsilon 2}$	Constante utilizada no modelo $(k - \varepsilon)$ RNG	[-]

C_μ	Constante da hipótese de Boussinesq	[-]
D	Diâmetro	mm
f_r	Função de rugosidade	[-]
G_b	Taxa de produção de energia cinética pela flutuação	$\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$
G_k	Taxa de produção de energia cinética	$\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$
g	Aceleração da gravidade	$\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
h	Entalpia específica	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$
K_S	Rugosidade da superfície	$[\mu\text{m}]$
K_S^+	Rugosidade da superfície adimensional	[-]
k	Condutibilidade térmica (Secção 3.2.4)	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$
k	Energia cinética turbulenta	$\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-2}$
L	Comprimento	mm
M	Massa molar	$\text{mol}\cdot\text{kg}^{-1}$
Ma	Número de Mach	[-]
$\dot{m}$	Caudal mássico	$\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}$
P	Pressão	kPa
Pr	Número de Prandtl	[-]
$\dot{Q}$	Potência calorífica	W
R_A	Razão de áreas	[-]
R	Constante de gás perfeito	$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
Re	Número de Reynolds	[-]
R_{ij}	Tensões de Reynolds	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
R_ε	Re-Normalization Group	$\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$
S	Módulo da taxa de deformação média	s^{-1}
S_{ij}	Taxa de deformação média	s^{-1}
S_k	Módulo do tensor da deformação média	$\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$
T	Temperatura (Secção 3.2.2.)	K
T	Temperatura	°C
t	Tempo	s
u	Velocidade	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
u^*	Velocidade de corte	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
u^+	Velocidade adimensional	[-]
$\dot{W}$	Potência mecânica	W
y	Distância à parede	m
Y_M	Taxa de dissipação da dilatação	$\text{Pa}\cdot\text{s}^{-1}$

y^+	Distância à parede adimensional	[-]
-------	---------------------------------	-----

Símbolos gregos

α_k	Inverso do número de Prandtl turbulento para k	[-]
α_ε	Inverso do número de Prandtl turbulento para ε	[-]
η_0	Constante utilizada no modelo $(k - \varepsilon)$ RNG	[-]
θ_1	Ângulo divergente do bocal primário	°
θ_2	Ângulo convergente da secção de mistura	°
∇	Operador divergente	[-]
Π	Razão de compressão	[-]
β	Constante utilizada no modelo $(k - \varepsilon)$ RNG	[-]
γ	Constante politrópica	[-]
δ	Delta Kronecker	[-]
ε	Taxa de dissipação turbulenta	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$
η	Variável utilizada no modelo $(k - \varepsilon)$ RNG	[-]
λ	Taxa de arrastamento	[-]
μ	Viscosidade dinâmica	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
ρ	Densidade	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
τ	Tensões de corte	Pa
ΔT	Sobreaquecimento	$^{\circ}\text{C}$
ΔT_c^*	Variação da temperatura crítica de condensação	$^{\circ}\text{C}$
$\Delta \lambda$	Variação relativa da taxa de arrastamento	%

Subscritos

c	condensador
$conv$	convergente
d	difusor
e	evaporador
ef	valor efetivo
ent	entrada
g	gerador
gp	garganta primária

i,j	coordenadas cartesianas
m	mistura
p	primário
s	secundário
sai	saída
sat	saturação
sc	secção constante
T	turbulência

Sobrescritos

—	Componente média temporal
'	Componente flutuante
*	Valor crítico

1. Introdução

O aquecimento define-se como o fornecimento de energia térmica a um determinado espaço ou processo em função da manutenção de uma determinada temperatura, minimizando as perdas de energia calorífica. Do mesmo modo, o arrefecimento apresenta-se como a remoção de energia térmica a um determinado espaço ou processo, mantendo uma temperatura definida e, neste caso, minimizando os ganhos de energia calorífica. Assim, o calor e o frio são duas formas de energia térmica que representam uma vasta gama de aplicações e tecnologias, que incluem, a nível do setor residencial, a climatização de espaços interiores e a produção de águas quentes sanitárias (AQS) e, a nível do setor industrial, em processos de produção, desde aplicações de baixa a alta temperatura [10].

Nos últimos anos, o setor da climatização tem vindo a tornar-se cada vez mais importante, representando uma cota significativa nas políticas energéticas europeias. Apesar do crescimento da utilização de fontes de energias renováveis na última década, o setor da climatização continua a utilizar, maioritariamente, combustíveis fósseis [11]. Atualmente, quase 50% da energia total consumida na Europa é utilizada na geração de calor, tanto para uso doméstico como uso industrial, na sua maioria, produzida através da queima de combustíveis fósseis – petróleo, gás e carvão – o que se torna prejudicial para o ambiente devido, não só à emissão de gases com efeito de estufa (GEE) decorrentes da combustão dos recursos como também ao processo de extração dos mesmos. Por outro lado, na maior parte dos processos de arrefecimento, a eletricidade utilizada é também proveniente da queima de combustíveis fósseis [12], devido à utilização de sistemas de ar condicionado e de refrigeração convencionais com ciclos frigoríficos de compressão de vapor mecânicos acionados eletricamente [13].

A redução da utilização de combustíveis fósseis para a produção de energia para o aquecimento ou arrefecimento assim como a melhoria da eficiência destes sistemas apresentam-se como grandes desafios energéticos em relação às alterações climáticas e à descarbonização do setor energético.

1.1. Contexto energético

No gráfico da figura 1, apresenta-se o consumo global de energia primária em 2018 e, pode-se constatar que 49% da energia primária total consumida corresponde àquela que é utilizada na geração de calor, sendo que geração de calor se refere às aplicações de energia térmica referidas na secção 1, 22% é devido à produção de eletricidade enquanto os restantes 29% estão associados ao consumo por parte dos transportes.

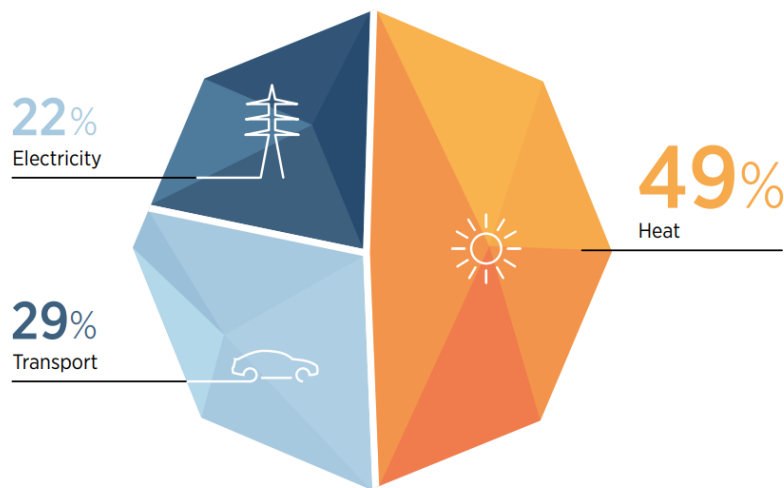


Figura 1 - Consumo global de energia primária em 2018 [1].

Da percentagem de energia consumida para a geração de calor, 50% é consumida em processos industriais, 46% é direcionada para o setor residencial e os restantes 4% são utilizados na agricultura. Devido a fatores climáticos, o consumo de energia sob a forma de calor não é uniforme em todas as regiões, assim como também depende do nível de desenvolvimento económico. Segundo os países membros da Organização Europeia de Cooperação Económica (OCDE) a maior parte do consumo energético é devida às aplicações do setor doméstico, por outro lado, em países em vias de desenvolvimento, o calor é utilizado em processos industriais.

O consumo energético para fins de arrefecimento tem vindo a aumentar a cada ano, devido ao crescimento populacional e à procura de conforto térmico, e dos fenómenos meteorológicos extremos de altas temperaturas decorrentes das alterações climáticas, o que exprime a percentagem de 8,5% do consumo energético final em 2019 [1].

Tal como referido na secção 1, a energia térmica consumida é, na sua maioria, proveniente de fontes não renováveis, como se pode visualizar na figura 2, a maior parte da energia para aquecimento e arrefecimento é produzida através da queima de combustíveis fósseis e de eletricidade produzida a partir de fontes não renováveis. Nos últimos anos, cerca de 8% do consumo energético para aquecimento e arrefecimento, é derivado de fontes renováveis nas quais se inclui a biomassa, a energia térmica solar e a energia geotérmica. Adicionalmente, mais 2% deste consumo corresponde a energia elétrica renovável [1].

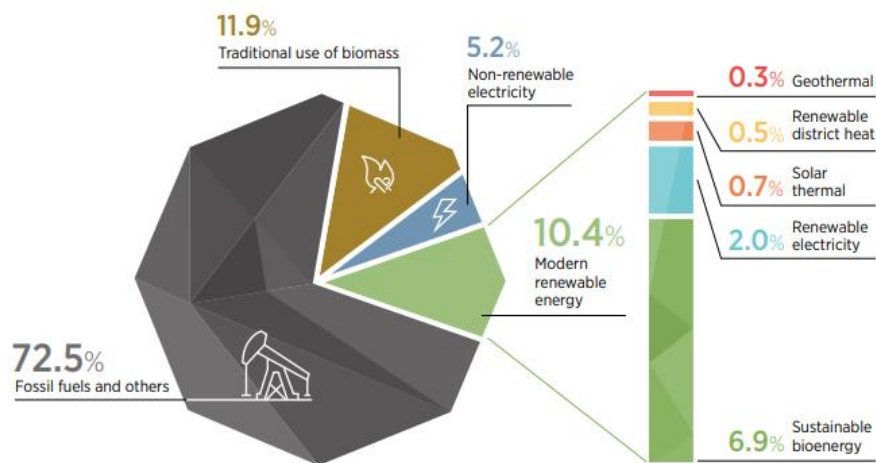


Figura 2 - Distribuição das fontes de energia no consumo de energia primária global para aquecimento e arrefecimento em 2019 [1].

Em 2019, na UE-27, 22,1% da energia total final utilizada para fins de aquecimento e arrefecimento era proveniente de fontes de energia renováveis, o que constitui um aumento significativo comparando com os 11,7% em 2004. Este aumento é pautado pelo crescente desenvolvimento nos vários setores, industrial, de serviços e residencial. Na figura 3 apresenta-se a distribuição da energia utilizada para aquecimento e arrefecimento em 2019, proveniente de fontes renováveis, na UE, assim como nos 27 estados membros [3].

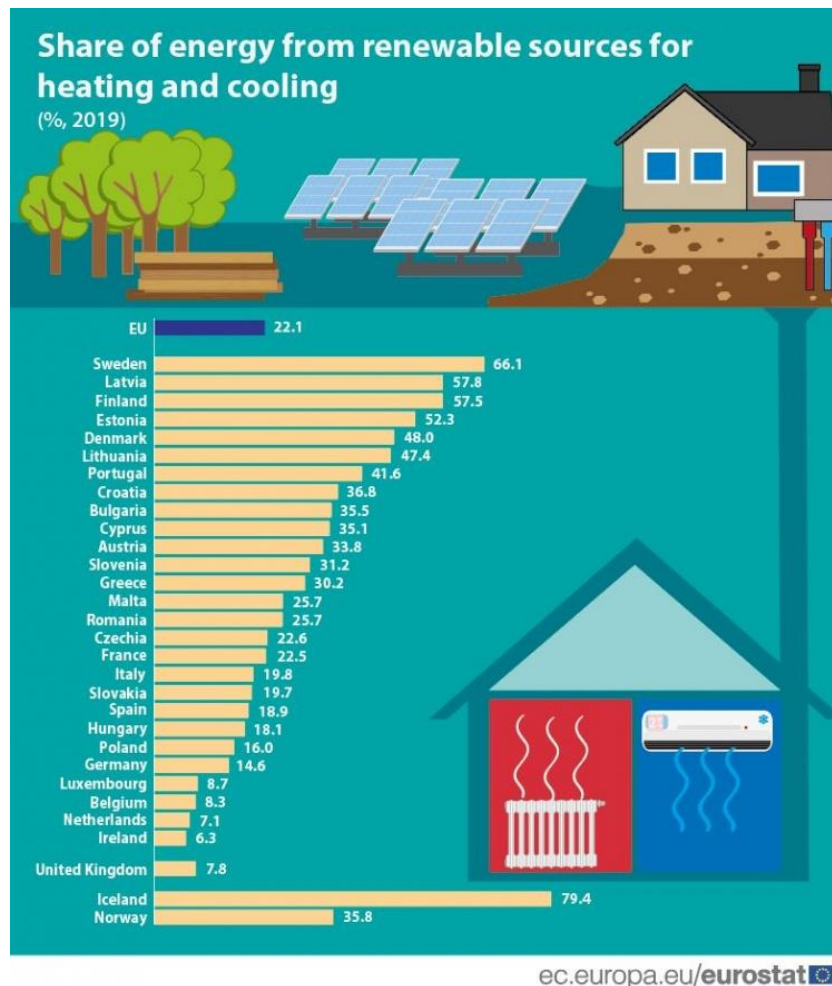


Figura 3 - Distribuição da energia proveniente de fontes renováveis para aquecimento e arrefecimento na UE-27 em 2019 [3].

1.2. Redução das emissões de GEE e neutralidade climática até 2030 e 2050

A minimização das alterações climáticas constitui um dos maiores desafios da sociedade atual e está diretamente relacionada com o futuro do sistema energético [14]. O termo descarbonização tem sido utilizado como referência à diminuição da intensidade de carbono associada à produção de energia primária, ou seja, à redução das emissões de CO₂ derivadas de processos energéticos e industriais. A descarbonização total da economia global pressupõe que as emissões de CO₂ devidas a processos industriais e energia sejam nulas numa escala mundial. Do mesmo modo, as emissões líquidas nulas de CO₂ implica que, por cada tonelada de CO₂ emitida, uma tonelada de CO₂ é capturada e armazenada [15].

A eficiência energética assume um papel fundamental na concretização do objetivo de emissões líquidas nulas de GEE, através da descarbonização dos processos industriais e da diminuição do consumo de energia por parte dos edifícios, tanto no setor residencial como no setor dos serviços [16]. A conferência das Nações Unidas sobre alterações climáticas, COP26, estabeleceu o objetivo de emissões líquidas nulas de GEE que visa cumprir os compromissos do Acordo de Paris no qual se estabelece o aquecimento global máximo de 2°C, idealmente de 1,5°C e, para tal, pressupõe o desenvolvimento de um sistema energético seguro e sustentável e, sobretudo, eficiente [14]. Nesse sentido, a UE definiu como objetivo o aumento da eficiência energética de, pelo menos, 32,5% e o aumento do recurso a energias renováveis de, pelo menos, 32% do consumo de energia final até 2030, resultando assim na diminuição de 40% das emissões de GEE, comparando com os níveis de 1990. Por conseguinte, em virtude das políticas atualmente aplicadas e tendo em conta o impacto continuado após 2030, projeta-se a diminuição de 60% das emissões até 2050, colmatando assim na primeira economia com impacto neutro no clima [16].

A implementação de fontes de energia renováveis em larga escala permitirá a eletrificação do sistema energético, até então, na maior parte, baseado em combustíveis fósseis. O aquecimento sustentável a partir de energias renováveis terá também um papel fundamental, sendo que a implantação competitiva de eletricidade renovável também constitui uma grande oportunidade para a descarbonização do setor do aquecimento [16]. Prevê-se que, para 2050, o potencial energético renovável ultrapasse o consumo estimado de energia térmica para aquecimento. Por este motivo, a energia térmica produzida a partir de fontes renováveis trará, como consequência, uma diminuição acentuada da emissão de gases com efeito de estufa assim como a diminuição do consumo de combustíveis fósseis [12].

1.3. Aquecimento e arrefecimento renováveis

De acordo com a definição de energia renovável da Comissão Europeia, o aquecimento renovável caracteriza-se pela conversão em calor a partir de uma determinada temperatura de uma fonte renovável que poderá ser a radiação solar, a energia química contida na biomassa, a energia térmica no interior da terra, o ar ou a água. Paralelamente, o arrefecimento renovável consiste na diminuição da temperatura do ar interior de um espaço através da conversão ou transferência para uma fonte renovável [10].

Apesar da maioria dos equipamentos para aquecimento puderem funcionar à base de eletricidade proveniente de fontes renováveis, considerando-se limpos, a energia renovável pode ser utilizada diretamente, sem a necessidade de ser convertida primeiramente em eletricidade [12].

Segundo a diretiva europeia 2009/28/EC, as bombas de calor (BC) podem ser classificadas como aquecimento ou arrefecimento renovável. A figura 4 representa o ciclo de funcionamento de uma bomba de calor. Estes equipamentos funcionam segundo o ciclo de compressão de vapor, o qual transfere calor de uma fonte a baixa temperatura para um reservatório de calor a alta temperatura. A energia é necessária para acionar o compressor e comprimir o fluido refrigerante, na fase de vapor que é posteriormente condensado e passa através de um dispositivo para diminuir a pressão, uma válvula de expansão. Na fase líquida, o refrigerante é enviado ao permutador de calor, onde evapora e absorve calor, iniciando de novo o ciclo [8]. As bombas de calor são analisadas em detalhe na secção 1.4.

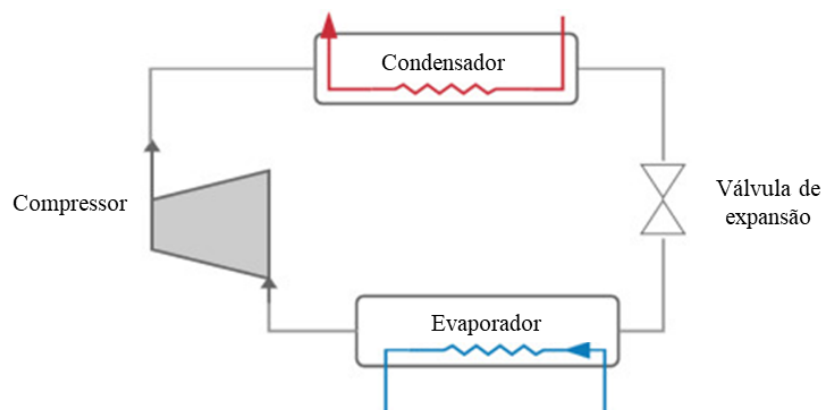


Figura 4 - Ciclo de compressão de vapor [8].

1.4. Bombas de calor

As BC têm vindo a ganhar popularidade pelo facto de, para além de serem simples de utilizar, permitem a transformação de calor a baixa temperatura em calor a alta temperatura com recurso a energia adicional. Existem vários tipos de BC, algumas requerem trabalho mecânico externo enquanto outras requerem energia térmica externa [17]. Estes sistemas recorrem a fontes de energia renováveis presentes no meio ambiente, como ar, a água, o solo ou a energia solar, assim como o calor desperdiçado por fontes de calor, de modo a reduzir o consumo de combustíveis fósseis e a emissão de GEE, fornecendo um sistema energético, estável e sustentável [18, 19]. As BC conectam o setor da energia elétrica, integrando eletricidade produzida a partir de fontes renováveis, com o setor do aquecimento ou arrefecimento, tendo como objetivo a eficiência energética do sistema energético futuro [19].

A tecnologia das BC inclui aquecimento, ar condicionado e refrigeração, podendo ser aplicada em várias aplicações desde o setor residencial ou de serviços até processos industriais [19]. As BC para aquecimento ou arrefecimento de edifícios podem ser divididas em 4 categorias principais com base na sua função: BC de aquecimento; BC de aquecimento e arrefecimento; sistemas integrados de BC, fornecendo aquecimento e arrefecimento de espaços assim como produção de AQS; e BC de aquecimento de água [17]. As BC podem ainda ser instaladas em habitações individuais ou como, em larga escala, em unidades de produção de calor em redes de aquecimento urbano. Estima-se, por isso, que a utilização de BC em larga escala para aquecimento, arrefecimento e produção de AQS pode diminuir as emissões de GEE em 1,25 mil milhões de toneladas até 2050 [19].

1.4.1. Ciclo de refrigeração por compressão de vapor

Os sistemas de aquecimento e arrefecimento de espaços, aquecimento de água e refrigeração, nomeadamente as BC, baseiam-se em ciclos de compressão de vapor (CCV) que possuem perdas termodinâmicas associadas em comparação com o ciclo frigorífico de Carnot ideal [20]. O ciclo termodinâmico teórico assume que a troca de calor ocorre de forma isobárica nos permutadores de calor, evaporador e condensador, compressão isentrópica e reversível e expansão isentálpica [21].

Normalmente, os CCV utilizam um tubo capilar, uma válvula de expansão termostática ou uma válvula de expansão elétrica para expandir o refrigerante a alta pressão à saída do condensador, no entanto, o processo de expansão é considerado isentálpico, o que causa perdas termodinâmicas. De modo a reduzir essas perdas, têm vindo a ser desenvolvidas várias opções como ciclos com subarrefecimento, ciclos com recuperação das perdas resultantes da expansão, nos quais se inclui os expansores e ejetores, e ciclos em cascata [20].

1.4.2. Ejetores

Pode-se, então, considerar a utilização de um ejedor para expandir o fluido, através de uma evolução isentrópica e assim minimizar as perdas associadas. Um ejedor é um conversor de energia que transforma as perdas termodinâmicas da expansão em energia cinética e, posteriormente, num aumento de pressão, diminuindo o trabalho de compressão [20]. Os ejetores são um componente essencial de sistemas de refrigeração e AC, dessalinização, refinação de petróleo e indústria química [17].

Existem ainda outro tipo de ciclos de ejetores que são acionados termicamente, como por exemplo, através da energia solar ou do calor industrial residual, não sendo necessário a utilização de um compressor. Estes ciclos têm ganho atenção pelo facto de, para além das características já mencionadas, não consumirem energia elétrica. Para além disso, a utilização de energia térmica pode influenciar na redução emissões de CO₂ devidas à queima de combustíveis fósseis. A operação destes ejetores é semelhante a um compressor convencional, no entanto, o conjunto de uma bomba, um gerador de vapor e um ejedor substituem o compressor mecânico [20, 22].

A melhoria do desempenho dos sistemas de refrigeração e BC apresenta-se como uma das soluções para reduzir o consumo de eletricidade de maneira a mitigar os problemas relacionados com a poluição ambiental da produção de energia, assim, devido à inexistência de partes móveis, baixo custo, estrutura simples e baixa manutenção, a utilização de ejetores constitui uma das modificações de ciclos mais promissoras [23].

1.4.3. Fluidos de trabalho

Para além do impacto no consumo energético, os sistemas de refrigeração têm também impacto no ambiente quando os fluidos de trabalho – refrigerantes – são libertados ou escapam para a atmosfera. Os clorofluorcarbonetos halogenados (CFCs) e os hidroclorofluorcarbonetos (HFCs) eram os refrigerantes mais utilizados até 1980. No entanto, estes refrigerantes são nocivos para a camada de ozono, o que levou à proibição da utilização através do Protocolo de Montreal. Para além disso, um outro impacto negativo dos refrigerantes é o seu Potencial de Aquecimento Global (PAG). Por estes dois motivos, tem havido a reintrodução de refrigerantes naturais como o Dióxido de Carbono (CO_2), Amónia, água e hidrocarbonetos, como por exemplo, butano, propano e ciclopentano, uma vez que os refrigerantes naturais, na sua generalidade, não provocam a destruição da camada de ozono e têm baixo PAG [24].

A escolha do fluido de trabalho apropriado é uma das fases mais importantes no desenvolvimento de um sistema de refrigeração com ejedor. O refrigerante deve apresentar uma boa performance nas condições de operação [25]. O CO_2 , ou R744, tem vindo a destacar-se devido à sua elevada condutibilidade térmica, densidade, calor latente, calor específico e baixa viscosidade dinâmica comparando com outros HFCs. A sua baixa toxicidade, inflamabilidade e PAG tornam o R744 ainda mais atrativo, por exemplo, um fluido de trabalho comum, o R404a apresenta PAG igual a 3700 enquanto o R744 apresenta apenas PAG igual a 1 [26]. O baixo PAG do R744 é devido a este gás ser um resultado de processos industriais e, se for capturado e colocado num sistema de refrigeração, não terá impacto na atmosfera [27].

1.5. Objetivos da dissertação

O objetivo principal desta dissertação é avaliar, utilizando um modelo numérico CFD anteriormente desenvolvido, o efeito da rugosidade da parede no desempenho de um ejetor supersônico. Os objetivos específicos deste trabalho são:

- Compreender o funcionamento de um ejetor supersônico e a respetiva aplicação em sistemas de refrigeração.
- Utilização de um modelo CFD para simular o escoamento no interior de um ejetor supersônico, para várias condições operacionais.
- Incluir no modelo CFD a influência da rugosidade da parede, para simular o escoamento no interior e para analisar o seu impacto nos indicadores de desempenho mais relevantes.
- Avaliar o efeito da rugosidade no caudal primário, no caudal secundário, na taxa de arrastamento e na contrapressão crítica e concluir sobre o efeito da mesma no desempenho do ejetor.

1.6. Estrutura da dissertação

Esta dissertação encontra-se dividida em 6 capítulos. No Capítulo 1, apresenta-se o contexto energético atual relacionado com o aquecimento, arrefecimento e refrigeração. Ainda neste capítulo, explica-se o funcionamento do circuito de compressão de vapor e a aplicação dos ejetores. O Capítulo 2 reúne o princípio de funcionamento dos ejetores assim como a respetiva integração em ciclos de refrigeração. Este capítulo contempla ainda as várias perspetivas de modelar um ejetor matematicamente. O Capítulo 3 diz respeito à geometria do ejetor simulado bem como o modelo utilizado nas simulações numéricas e a respetiva implementação no software FLUENT, incluindo as condições de fronteira aplicadas, bem como a estratégia de simulação. O efeito da rugosidade da parede no desempenho do ejetor é apresentado no Capítulo 4, assim como a discussão dos resultados obtidos através das simulações efetuadas. O Capítulo 5 resume os resultados apresentados no Capítulo 4, apresentando as conclusões obtidas bem como sugestões para trabalhos futuros. Por fim, o Capítulo 6 apresenta as referências bibliográficas utilizadas para a realização desta dissertação.

2. Revisão Bibliográfica

2.1. Funcionamento de um ejedor

O ejedor foi inventado em 1858 por Henry Giffard com o intuito de substituir a bomba mecânica para fornecer água à caldeira nos motores a vapor. Mais tarde, foi também utilizado para remover ar do condensador de um ciclo Rankine. Hoje em dia, existem diversos tipos de ejedores utilizados em diferentes aplicações no setor industrial [4].

Basicamente, um ejedor é um dispositivo com duas entradas e uma saída que permite o escoamento primário, a alta pressão, e o escoamento secundário, a baixa pressão, se misturem no interior e sejam descarregados a uma pressão intermédia [4]. Após os dois escoamentos serem misturados, ocorre um aumento de pressão através de um difusor permitindo que o ejedor cumpra a função de um compressor ou bomba [5].

As ondas de choque são um fenómeno característico de um escoamento compressível e que ocorre na maioria das situações em que existe um escoamento supersónico e afetam o desempenho de um ejedor supersónico [5]. Um ejedor supersónico, apresentado na figura 5, é constituído por seis partes: bocal convergente – divergente; câmara de sucção; câmara de mistura; convergente e difusor [4].

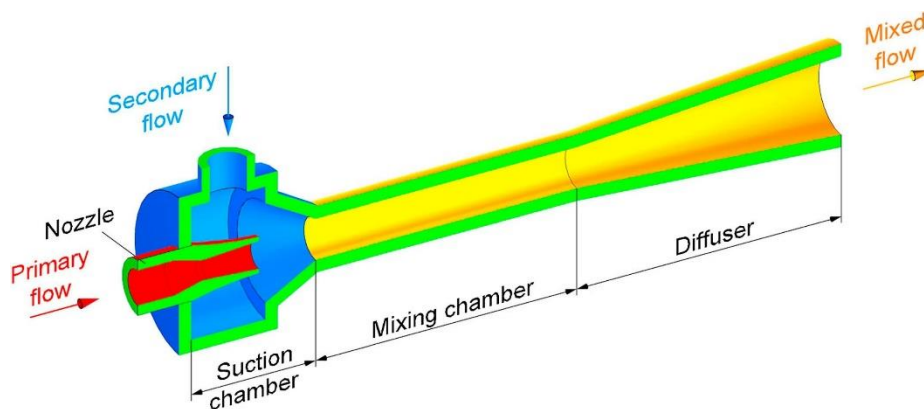


Figura 5 - Diagrama esquemático de um ejedor supersónico [4].

No convergente do bocal, a pressão do escoamento primário diminui e a sua velocidade aumenta, atingindo a velocidade do som na garganta do bocal. Na parte divergente, a velocidade continua a aumentar até valores supersónicos, ao mesmo tempo que a pressão vai diminuindo. Esta expansão cria uma região de baixa pressão à saída do bocal. A diferença de pressão na câmara de sucção induz o escoamento secundário a entrar no ejedor. No primeiro instante, na câmara de mistura, o escoamento secundário não se mistura com o escoamento primário [5], devido à grande diferença de velocidades entre os dois escoamentos. O contacto entre os dois escoamentos a faz com que o escoamento primário desacelere ao mesmo tempo que o escoamento secundário continua a acelerar [2]. Num determinado instante, nesta conduta, a velocidade do escoamento secundário atinge a velocidade do som, a partir do qual se dá o início da mistura dos dois escoamentos, ficando à mesma pressão e velocidade. Devido ao escoamento supersónico na secção de área constante, forma-se uma onda de choque que provoca uma compressão e a diminuição da velocidade do escoamento de supersónico para subsónico. Finalmente, quando passa no difusor, o escoamento misturado converte a energia cinética em energia de pressão, resultando num aumento de pressão e diminuição de velocidade, saindo do ejedor à contrapressão [5]. Na figura 6 é possível visualizar a evolução ideal da pressão e da velocidade ao longo das várias secções constituintes do ejedor.

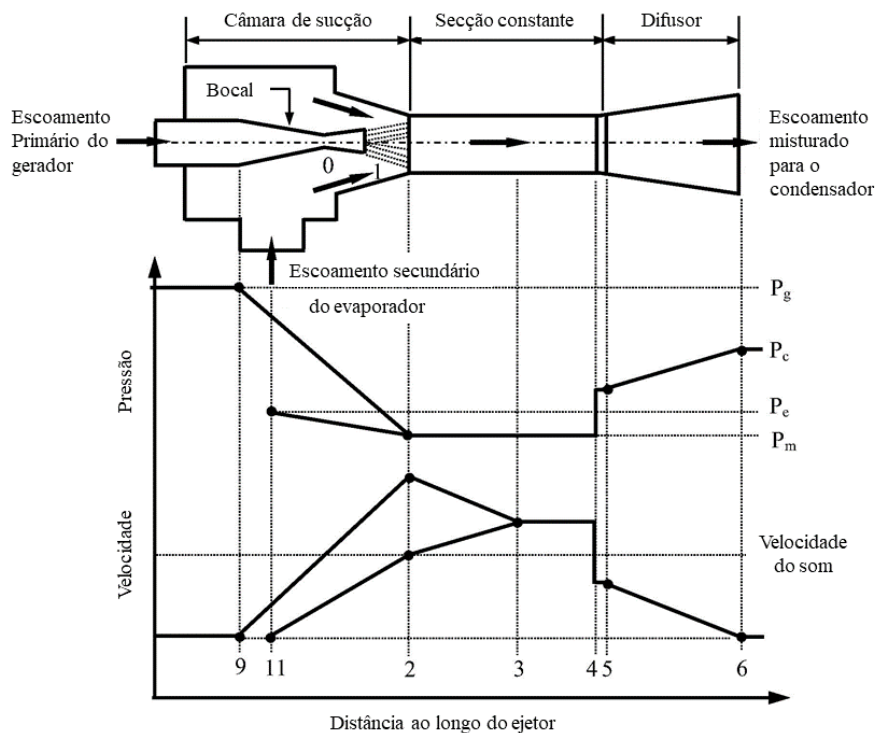


Figura 6 - Variação ideal da pressão e da velocidade dos escoamentos ao longo de um ejedor [2].

2.2. Ejetores em ciclos de refrigeração

Os ejtores têm vindo a ser utilizados em vários sistemas de refrigeração com vários objetivos. Por exemplo, quando o ejtor substitui o compressor num sistema de refrigeração acionado termicamente. Outro exemplo, quando o ejtor pode é utilizado em vez da válvula de expansão num ciclo de refrigeração Joule -Thomson. Neste caso, a energia cinética dissipada através do processo de expansão isentálpico é parcialmente recuperada através da utilização de um ejtor. O ejtor pode também ser utilizado num CCV permitindo um novo andar de compressão, de modo a diminuir a energia consumida por um compressor mecânico. Nesta aplicação o escoamento primário encontra-se na fase líquida, ao mesmo tempo que o escoamento secundário se encontra na fase de vapor. Por fim, um ejtor pode também ser utilizado como uma bomba para fazer a recirculação de um líquido [28].

No que diz respeito à sua geometria, os ejtores podem classificados e dependendo da localização do ponto de saída do bocal primário: ejtor com mistura a área constante (MAC) e ejtor com mistura a pressão constante (MPC). No ejtor MAC o bocal primário está localizado na secção do ejtor com área constante enquanto no ejtor MPC o bocal encontra-se dentro da câmara de sucção. Consequentemente, a localização onde se dá a mistura do escoamento primário com o escoamento secundário varia. Assim, a mistura ocorre na secção de área constante para o ejtor MAC e na câmara de sucção a pressão constante para o ejtor MPC, respetivamente [4]. A figura 7 apresenta a diferença do diagrama pressão-entalpia entre os ejtores MAC e MPC.

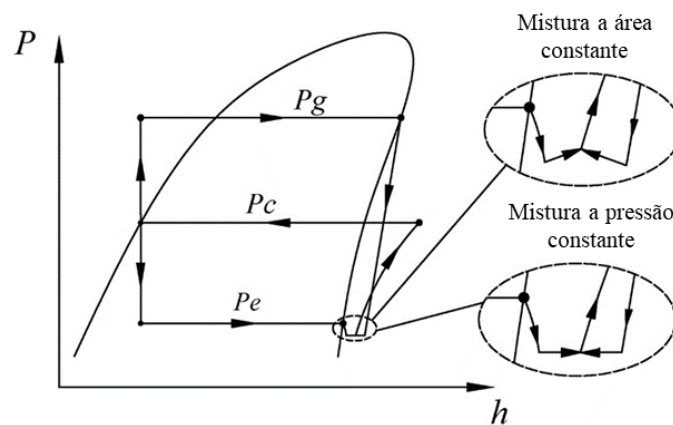


Figura 7 - Diagrama P-h dos ejtores MAC e MPC [5].

O sistema de refrigeração por ejeção é constituído por 5 componentes principais: um gerador, um condensador, um evaporador, um ejetor, uma válvula de expansão e uma bomba de circulação. Na figura 8 apresenta-se a representação esquemática do sistema de refrigeração por ejeção e o respetivo diagrama pressão-entalpia. O funcionamento deste sistema consiste vaporização do fluido de trabalho pelo gerador no processo 1-2. Em seguida, o vapor a alta pressão (P_g) proveniente do gerador, isto é, o escoamento primário, entra no ejetor, e arrasta o vapor a baixa pressão (P_e) do evaporador, ou seja, o escoamento secundário, dando-se a mistura dos dois escoamentos à pressão (P_m) tal como explicado na Secção 2.1. Depois de passar pelo ejetor, o escoamento entra no condensador à pressão (P_c) no qual o calor Q_c é rejeitado para o ambiente no processo 3-4. Posteriormente, o líquido é dividido em duas partes à saída do condensador, uma parte, expande no dispositivo de expansão, processo 4-5, após o qual, entra no evaporador para produzir o efeito frigorífico Q_e no processo 5-6. A bomba de circulação tem como função bombear o restante líquido para o gerador, no processo 4-1, completando assim o ciclo [5].

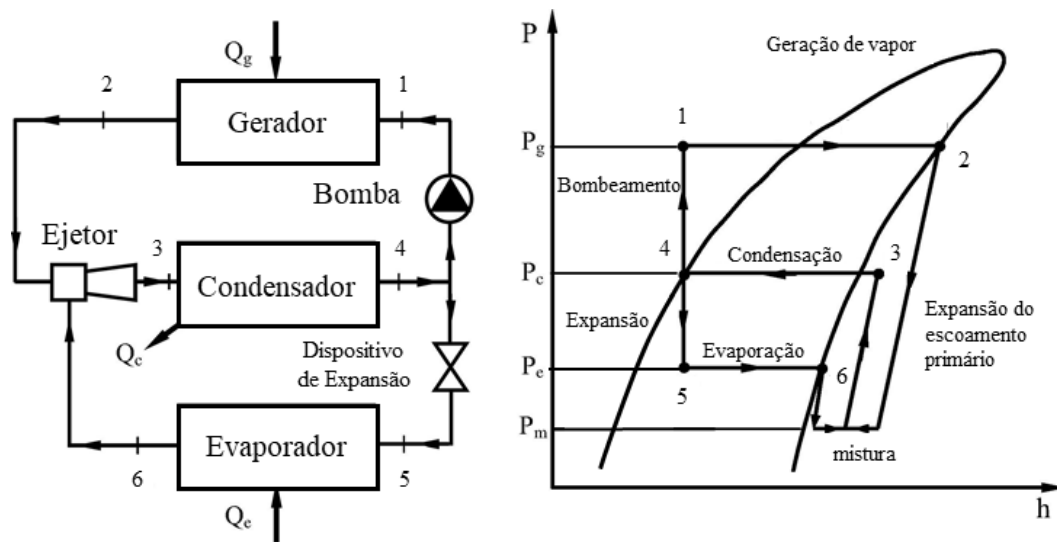


Figura 8 – Sistema de refrigeração ejetor e respetivo diagrama P-h [2].

2.3. Desempenho de um ejetor

O desempenho de um sistema de refrigeração ejetor depende diretamente da eficiência do ejetor utilizado [29]. Para aplicações de refrigeração, os parâmetros mais importantes para definir a performance de um ejetor são a taxa de arrastamento e a razão de compressão. A taxa de arrastamento (λ), definida pelo quociente entre o caudal mássico do escoamento secundário ($\dot{m}_s$) e o caudal mássico do escoamento primário ($\dot{m}_p$) [2, 5, 28-30], dada pela equação seguinte:

$$\lambda = \frac{\dot{m}_s}{\dot{m}_p} \quad (1)$$

A razão de compressão (Π) representa o quociente entre a contrapressão do ejetor (P_c), ou seja, a pressão de saída do ejetor, e a pressão da entrada secundária, correspondente à pressão do evaporador (P_e) [2, 5, 28-30], calculada pela equação que se segue:

$$\Pi = \frac{P_c}{P_e} \quad (2)$$

O ejetor pode funcionar em três regimes, de acordo com a figura 9: modo crítico, subcrítico e escoamento invertido. A figura 9 ilustra a variação da taxa de arrastamento em função da contrapressão e respectivos modos de funcionamento do ejetor. O modo de funcionamento é determinado pela contrapressão do ejetor, para as mesmas condições na entrada. No modo crítico, λ é independente do aumento da P_c , devido aos caudais mássicos constantes dos escoamentos primário e secundário, ambos estrangulados, até ser atingido o valor da contrapressão do ejetor. A partir do valor crítico da pressão de saída (P_c^*) do ejetor, a taxa de arrastamento diminui, uma vez que o escoamento secundário deixa de estar estrangulado e o modo de funcionamento passa a ser subcrítico. O aumento na contrapressão leva a uma taxa de arrastamento nula, podendo levar a um escoamento invertido através do ejetor para o evaporador, tornando-o disfuncional. O valor crítico da contrapressão depende da geometria do ejetor, do tipo de bocal, do fluido de trabalho e das condições de operação. O modo crítico é o que proporciona uma maior taxa de arrastamento e favorece a performance do ejetor [4, 5, 28, 30-33].

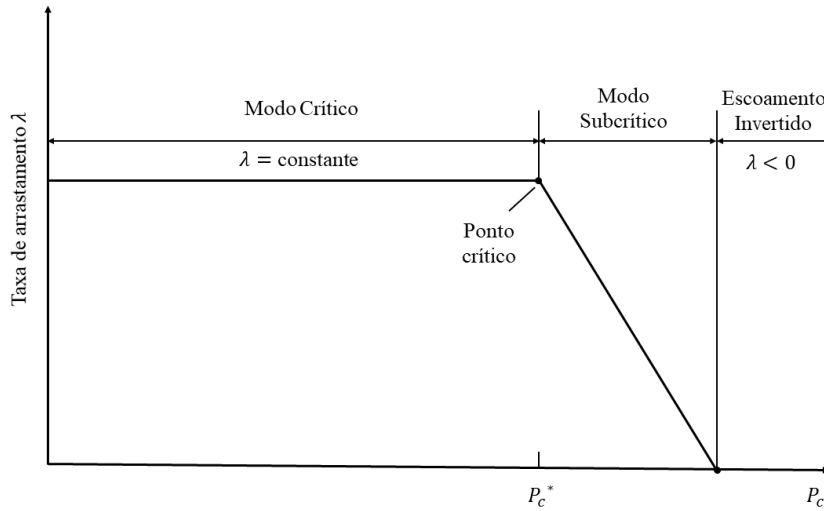


Figura 9 - Taxa de arrastamento em função da contrapressão.

A taxa de arrastamento afeta a eficiência energética do ciclo de refrigeração, enquanto a pressão crítica limita a temperatura à qual o calor pode ser rejeitado para o meio ambiente. Deste modo, o ejetor ideal será aquele que funcione com a maior taxa de arrastamento e mantenha a contrapressão mais alta possível [29].

As condições de funcionamento do gerador, do condensador e do evaporador são determinadas pelas fontes de calor respectivas [5]. O desempenho do funcionamento do sistema de refrigeração é medido através do Coeficiente de Performance (COP), [2, 5, 29, 30, 34] definido pela equação seguinte:

$$\text{COP} = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{Q}_g + \dot{W}_B} = \frac{\dot{Q}_e}{\dot{Q}_g} \quad (3)$$

Na equação (3), $\dot{Q}_e$ e $\dot{Q}_g$ representam a potência calorífica absorvida no evaporador e a potência fornecida ao gerador, respectivamente. $\dot{W}_B$ representa a potência mecânica consumida pela bomba mecânica de recirculação. No entanto, a potência consumida pela bomba é normalmente desprezável, menos do que 1% do calor fornecido no gerador, por isso, o COP pode ser calculado pelo quociente entre a capacidade de arrefecimento no evaporador e o calor fornecido no gerador [30].

O COP pode ainda ser expresso, aplicando a Primeira Lei da Termodinâmica, em regime permanente, combinando com a taxa de arrastamento, pela equação (4):

$$\text{COP} = \frac{\dot{m}_s(h_{e,sai} - h_{e,ent})}{\dot{m}_p(h_{g,sai} - h_{g,ent})} = \lambda \frac{(h_{e,sai} - h_{e,ent})}{(h_{g,sai} - h_{g,ent})} \quad (4)$$

2.3.1. Efeito dos parâmetros geométricos no desempenho de um ejedor

Tal como referido na Secção 2.2.1, o valor crítico da contrapressão (P_c^*) depende da geometria do ejedor, incluindo, a posição de saída do bocal (*Nozzle Exit Position* - NXP), o diâmetro e comprimento da câmara de mistura, os diâmetros da garganta e da saída do bocal e os ângulos convergente da câmara de mistura e divergente do bocal primário [35, 36]. Na figura 10, encontra-se a representação esquemática dos parâmetros geométricos de um ejedor.

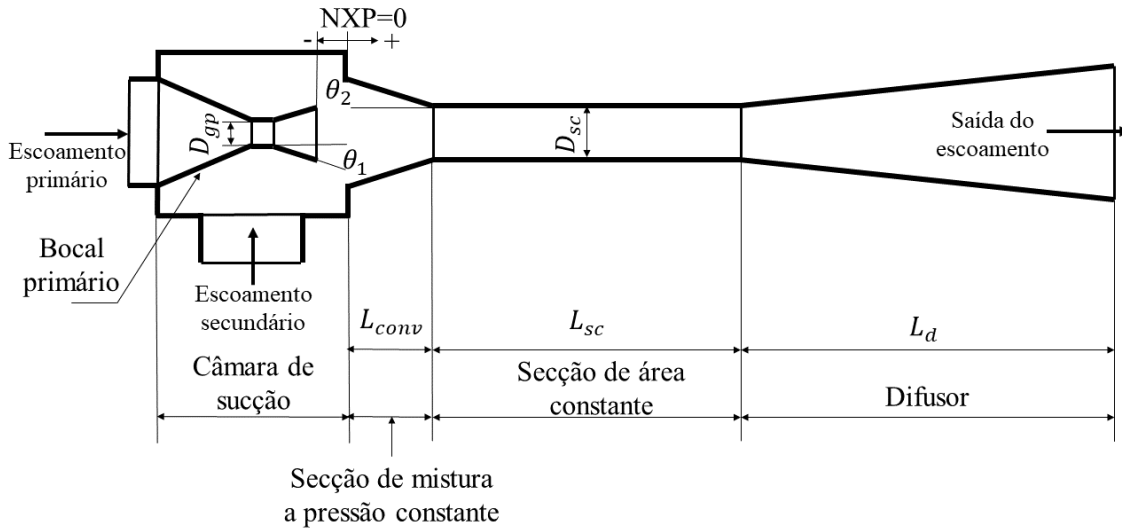


Figura 10 - Parâmetros geométricos de um ejedor.

Vários estudos têm sido levados a cabo para estudar o efeito da NXP, sendo um dos parâmetros geométricos que afeta a taxa de arrastamento e a contrapressão crítica [4]. A NXP é definida como a distância entre a saída do bocal primário e a entrada da secção convergente [36]. Num estudo do efeito da NXP na performance de um ejedor, Zhu et al. [37] concluiu que a NXP ótima minimiza as perdas por atrito do escoamento e de energia cinética durante o processo de mistura. A NXP ótima é também proporcional ao diâmetro da secção de área constante (D_{sc}) e aumenta com o aumento da pressão do escoamento primário.

A razão de áreas (R_A) é definida pelo quociente entre a área da secção a área constante (A_{sc}) e a área da garganta do bocal primário (A_{gp}), ou pelos respectivos diâmetros, (D_{sc}) e (D_{gp}), sendo um fator fundamental a ser otimizado de modo a obter a performance ótima do ejetor [4, 5] vem na equação:

$$R_A = \frac{A_{sc}}{A_{gp}} = \left(\frac{D_{sc}}{D_{gp}} \right)^2 \quad (5)$$

A R_A é influenciada pelas condições operacionais como a temperatura do gerador, a temperatura do condensador e, finalmente, pela temperatura do evaporador [5]. O aumento da razão de áreas aumenta a taxa de arrastamento devido ao aumento do caudal do escoamento secundário, no entanto, diminui a contrapressão crítica [4]. Através de simulações CFD, Varga et al. [38] concluiu que um ejetor de vapor possui uma razão de áreas ótima diferente para condições de funcionamento diferentes. Mantendo as temperaturas do gerador a 90°C e do evaporador a 10°C, para R_A uma ótima de 22, o valor da taxa de arrastamento é de 0,31 com a temperatura do condensador a 29°C. No entanto, mantendo R_A a igual a 22, se a temperatura do condensador se alterar para 33°C, o ejetor não funcionaria, assim a R_A baixa para 14 com a taxa de arrastamento para 0,18.

Pianthong et al. [39] concluiu que o comprimento da secção constante (L_m) de um ejetor não tem influência na taxa de arrastamento, quando este comprimento está contido no intervalo de 40 mm a 200 mm para um ejetor de vapor de água. Simulações feitas por Varga et al. [38] para analisar o efeito do L_m na performance do ejetor demonstraram também que este não tem efeito da taxa de arrastamento para um intervalo de 89,6 mm a 200 mm ($L_m/D = 4 - 22$). No entanto, o L_m ótimo é diferente em função das temperaturas do gerador utilizadas [36]. Pianthong et al. [39] também concluiu que a contrapressão crítica aumentou com o aumento do L_m , permitindo o ejetor a funcionar com ambos escoamentos estrangulados num maior leque de condições de funcionamento [30].

Yan et al. [36] avaliou o efeito do ângulo divergente do bocal primário (θ_1) na performance de um ejetor utilizando o R134a para as temperaturas do gerador e evaporador fixadas anteriormente. Os resultados obtidos demonstram que a taxa de

arrastamento em função do ângulo θ_1 manteve-se independente para valores abaixo de $4,2^\circ$ ou acima de $5,8^\circ$, pelo que se pode concluir que θ_1 tem pouca influência na taxa de arrastamento quando comparado com R_A e NXP.

Zhu et al. [37] concluiu que a performance do ejedor é muito sensível ao ângulo convergente da secção de mistura (θ_2). Assim, utilizando o refrigerante R141b, para o valor ótimo da NXP, o intervalo de θ_2 está entre $1,45 - 4,2^\circ$. Para além disso, θ_2 afeta diretamente o tamanho hipotético do bocal assim como a área efetiva. Para valores maiores desta área, o escoamento secundário atinge uma velocidade muito baixa e pressão elevada, o que leva ao aparecimento de gradientes de pressão adversos que causam a separação da camada limite e a inversão do escoamento, afetando negativamente o desempenho do ejedor [4].

Cizungu et al [40] demonstrou que o diâmetro ótimo do bocal primário diminui com o aumento da temperatura da caldeira, utilizando amónia como fluido de trabalho. Sun [41] obteve resultados concordantes utilizando R123.

2.3.2. Efeito das temperaturas de funcionamento no desempenho de um ciclo ejedor

Quando a pressão e a temperatura do evaporador, (P_e) e (T_e), e do condensador, (P_c) e (T_c), são conhecidas, é possível determinar a temperatura do gerador (T_g) ótima em função de uma determinada R_A do ejedor que maximiza o COP do sistema de refrigeração [2, 42]. Para a mesma R_A ótima, o COP diminui drasticamente quando a T_g se encontra abaixo do valor ótimo. Para além disso, a R_A ótima aumenta com o aumento da T_g [42]. Para os mesmos valores de R_A e T_g ótimos, verifica-se também que o COP aumenta com o aumento da T_e , uma vez que um aumento na P_e resulta num escoamento secundário maior e, conseqüentemente, um aumento da taxa de arrastamento e do COP [42, 43].

O aumento da T_c é acompanhada pelo aumento da pressão de mistura (P_c), que tem como consequência a diminuição da diferença de pressão entre a pressão do escoamento secundário, ou seja, P_e , e a P_c , uma vez que a P_e permanece constante. Deste modo, o escoamento secundário diminui, fazendo com que a taxa de arrastamento diminua também [2]. O aumento da T_c e, conseqüentemente, da P_c , desloca o choque em direção à saída do bocal primário, diminuindo o efeito de arrastamento, uma vez que a localização da sucessão de ondas de choque depende da contrapressão P_c , ou seja, quanto maior for P_c , mais cedo ocorrerá o choque do escoamento [2]. Assim, a taxa de arrastamento ótima diminui com o aumento da T_c [5, 44], como se verifica na figura 11.

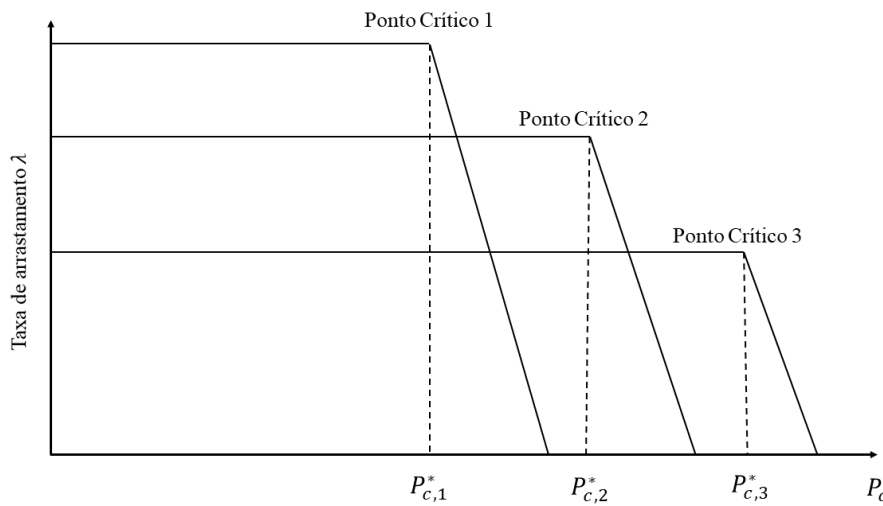


Figura 11 - Efeito da pressão do condensador na taxa de arrastamento.

Pode-se aplicar um determinado grau de sobreaquecimento na entrada primária (ΔT_p), ou seja, uma diferença de temperatura entre T_g e a temperatura de saturação do gerador ($T_{g,sat}$) dado pela equação que se segue:

$$\Delta T_p = T_g - T_{g,sat} \quad (8)$$

No entanto, apesar de haver um sobreaquecimento ΔT_p mínimo, o sobreaquecimento ΔT_p tem pouca influência no COP do sistema de refrigeração [45].

De modo semelhante, pode aplicar-se um certo grau de sobreaquecimento na entrada secundário (ΔT_s), isto é, uma diferença de temperatura entre a T_e e a temperatura de saturação do evaporador ($T_{e,sat}$), dado pela equação a seguir [46]:

$$\Delta T_s = T_e - T_{e,sat} \quad (9)$$

A aplicação de sobreaquecimento nas entradas primária ou secundária não têm relevância quando são utilizados fluidos de trabalhos secos, no entanto, podem ter grande importância, em sistemas cujo fluido de trabalho seja molhado de modo a evitar a possível condensação durante a expansão dentro do ejetor [46].

2.4. Modelação matemática de ejetores

As principais desvantagens de um sistema de refrigeração por ejeção são a baixa eficiência e os requisitos das condições de funcionamento que limitam a aplicação difundida do sistema. Devido à elevada importância no sistema de refrigeração, o ejetor é considerado o foco da análise de otimização para definir as condições de funcionamento e parâmetros geométricos que maximizam o COP do sistema [47].

O comportamento do escoamento no interior de um ejetor é o resultado da combinação de características complexas incluindo camadas limite sujeitas a gradientes de pressão adversos, camadas turbulentas junto às regiões de parede, efeitos de compressibilidade como separação induzida pelo choque e zonas de recirculação. A complexidade do escoamento torna a modelação do ejetor e o seu desempenho difícil de caracterizar e otimizar. No entanto, o desenvolvimento de ferramentas computacionais tem vindo a facilitar a análise e previsão do escoamento no interior de um ejetor [44].

A modelação matemática tem como vantagem de obter resultados em tempo mais rápido e com custos reduzidos, comparando com os métodos experimentais. Depois, os modelos matemáticos permitem analisar um maior número de casos, o que é crítico para os objetivos de otimização. Para além disso, permite obter determinados parâmetros que não seriam fáceis de obter através de meios experimentais [47]. Existem duas abordagens para simular um escoamento no interior de um ejetor: modelação analítica ou modelação dinâmica [28].

2.4.1. Modelação analítica de ejtores

Os modelos analíticos também designados de modelos termodinâmicos por He et al. [47], modelos zero-dimensionais (0-D) por Elbel et al. [48] e por Huang et al. [49], como modelos unidimensionais (1-D) [28]. Na modelação analítica, as variáveis do escoamento, por exemplo, as temperaturas, velocidades e pressões de um ejtor determinadas para secções predefinidas, reais ou hipotéticas, de um ejtor através da resolução das equações de conservação da massa, do momento e da energia. Estes modelos não consideram a distribuição espacial dos campos de velocidades, temperatura e pressão ao longo do ejtor. Os pressupostos mais comuns nestes modelos são o funcionamento em regime estacionário, escoamento isentrópico, velocidade desprezável na entrada do escoamento primário e secundário, distribuição de temperatura e perfil de velocidades uniforme em cada secção [28]. Estes modelos são desenvolvidos assumindo o fluido monofásico e que não existe mudança de fase e existe uma onda de choque normal. No entanto, em muitas aplicações, pode ocorrer mudança de fase e desenvolver-se condensação no interior do ejtor, como se verifica na figura 8, os estados termodinâmicos 3, 6, e 2 do escoamento podem passar a linha de equilíbrio de saturação, havendo então modelos de escoamento monofásico e modelos de escoamento bifásico [28, 30, 47]. O modelo termodinâmico do escoamento monofásico pode ser classificado em duas subcategorias em função do mecanismo de mistura: mistura a pressão constante ou mistura a área constante [47].

A maioria dos modelos analíticos assumem o comportamento de gás perfeito o que não coincide com o processo real que ocorre dentro do ejtor [30]. A análise teórica de ejtores recorrendo a modelos analíticos é amplamente utilizada, permite comparar diferentes refrigerantes, avaliar os parâmetros do sistema de refrigeração mediante várias condições de funcionamento e o dimensionamento rápido dos mesmos. Quando é necessário detalhes mais aprofundados do campo de escoamento, este método não é o mais adequado [50], tendo em conta que, com os modelos analíticos, se obtém as variáveis locais do escoamento [28].

2.4.2. Modelação CFD de ejtores

A modelação *Computational Fluid Dynamics* (CFD) ou modelação dinâmica, permite realizar uma análise mais detalhada e com menos pressupostos, compreendendo as interações locais entre as ondas de choque e as camadas limite, a sua influência no processo de mistura dos escoamentos e a taxa de recompressão do ejtor [30], uma vez que estes fenómenos representam grandes perdas de pressão no interior do ejtor [51]. Nesse sentido, a modelação permite obter simulações de ejtores com menos pressupostos e obter resultados mais próximos dos experimentais [30]. Os modelos CFD são também chamados de modelos dinâmicos [47].

Com a evolução da tecnologia da computação e ferramentas numéricas levou ao aprofundamento da teoria de CFD, permitindo um conhecimento superior do comportamento do escoamento no interior de um ejtor, local e globalmente, em diversas condições de funcionamento, geometria e fluido de trabalho. Contudo, é importante conhecer determinados aspetos da simulação CFD de maneira obter resultados com erros aceitáveis [4].

Os modelos dinâmicos são expressos nas equações fundamentais de Navier-Stokes e da energia, resolvidas através de métodos numéricos, como por exemplo, o método das diferenças finitas, método dos elementos finitos e método dos volumes finitos [28]. Os modelos CFD são também adequados para considerar o efeito da turbulência nos escoamentos primário e secundário, as ondas de choque e o estrangulamento [47]. O escoamento no interior de um ejtor varia de regime supersónico para sónico, e de sónico para subsónico [47], por isso, o modelo de turbulência adotado é também um fator crucial que afeta a precisão da simulação CFD [28]. Os escoamentos turbulentos são caracterizados por serem transientes e irregulares, com variações espaciais e temporais das quantidades de momento e energia transportados. Os modelos de turbulência permitem uma maior precisão na previsão das propriedades de um escoamento turbulento [28].

Existem seis modelos de turbulência mais utilizados para simular ejtores: ($k - \varepsilon$) (*Standard*, *RNG (Re-Normalization Group)* e *Realizable*); ($k - \omega$) (*Standard* e *SST (Shear Stress Transport)*); e *Reynolds Stress Model (RSM)* [4, 47]. Os modelos de turbulência resolvem duas equações separadas para obter a energia cinética turbulenta

(k) e as taxas de dissipação (ε) e (ω) para os modelos ($k - \varepsilon$) e ($k - \omega$), respectivamente [52].

O modelo ($k - \varepsilon$) *Standard* pode ser utilizado numa ampla gama de escoamentos turbulentos, este modelo divide a camada limite numa região viscosa junto da parede e uma região totalmente turbulenta junto do jato livre. Assim, a formulação ($k - \varepsilon$) é aplicada na região totalmente turbulenta enquanto que um modelo mais simples com apenas uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta é aplicada na região viscosa [44, 53].

O modelo ($k - \varepsilon$) RNG deriva das equações instantâneas de Navier-Stokes, utilizando um método estatístico chamado *Re-Normalization Group*, dando origem a um modelo com constantes diferentes das utilizadas no modelo ($k - \varepsilon$) *Standard* e com termos adicionais nas equações de transporte para energia cinética da turbulência k e a respetiva taxa de dissipação ε [53].

Por fim, o modelo ($k - \varepsilon$) *Realizable* é uma versão melhorada do modelo ($k - \varepsilon$) *Standard* e pode ser aplicado a uma maior variedade de escoamentos, mas apenas é válido para escoamentos com valores elevados do número de Reynolds (Re). No entanto este modelo não apresenta melhorias na região próxima da parede, uma vez que utiliza a mesma abordagem que o modelo ($k - \varepsilon$) *Standard* [44].

O modelo ($k - \omega$) SST é um modelo híbrido que conjuga a formulação exata do modelo ($k - \omega$) *Standard* na região próxima da parede com a independência do jato livre do modelo ($k - \varepsilon$) [53], permitindo uma integração mais simples ao longo da camada limite com melhores resultados, em concordância com os obtidos por simulações da camada limite, incluindo camadas limite com gradientes de pressão adversos [44]. Para além disso, este modelo tem em conta ainda o transporte das tensões de corte turbulentas [53], limitando assim a viscosidade turbulenta a um valor máximo [44].

A maioria dos estudos [50, 54, 55] assume que o modelo de turbulência $(k - \varepsilon)$ *Standard* fornece resultados aceitáveis, não sendo considerada a sensibilidade do modelo de turbulência utilizado. Por outro lado, outros autores [7, 56] realçaram a sensibilidade dos resultados obtidos através de simulações CFD variam em função do modelo de turbulência utilizado, dependendo das condições de funcionamento do ejetor [57]. No que diz respeito às variáveis de funcionamento, como os caudais mássicos primário e secundário ou taxas de arrastamento, tanto os modelos $(k - \varepsilon)$ como $(k - \omega)$ demonstraram funcionar relativamente bem. O modelo $k - \omega$ SST descreve melhor o fenómeno de mistura entre os dois escoamentos [4] e permite obter melhores resultados para escoamentos transónicos e supersónicos, como é o caso dos ejetores [44]. Para além disso, os modelos $(k - \varepsilon)$ *Realizable* e RNG e $(k - \omega)$ SST apresentam grande concordância na previsão da localização dos choques [4]. Na figura 12 pode-se ver a distribuição do Ma ao longo da câmara de mistura de um ejetor, obtidas pelos modelos $(k - \varepsilon)$ *Standard* e $(k - \omega)$ SST para valores baixos e altos do número de Reynolds (Re).

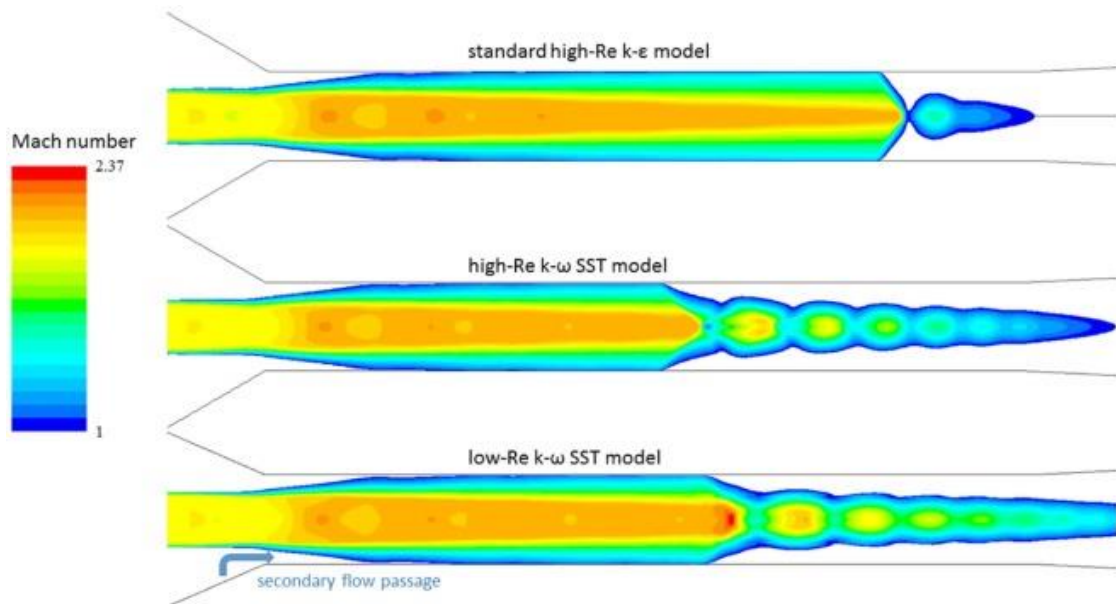


Figura 12 - Resultados obtidos pelos modelos $(k - \varepsilon)$ e $(k - \omega)$ SST [7].

A partir da análise da figura 12, pode-se concluir que o modelo ($k - \omega$) SST registra melhor a sucessão de choques oblíquos, quer para valores altos ou baixos de (Re), ao contrário do modelo ($k - \varepsilon$) *Standard* que prevê uma onda de choque normal no final da câmara de mistura [53].

Em escoamentos transônicos compressíveis, é frequente acontecer reflexões de choque e interações da camada de mistura de choque, pelo que a escolha do modelo de turbulência e o grau de refinamento da malha são pontos críticos na modelação de um ejetor [47].

As ondas de choque, a camada limite e o processo de mistura têm elevada importância no desempenho do ejetor, assim, a malha deverá ser cuidadosamente selecionada para obter de modo preciso as características do escoamento nesses locais [4]. A separação da camada limite constitui uma das principais causas da falha de um ejetor. Quando a contrapressão ultrapassa o valor crítico, o ejetor passa a funcionar no modo subcrítico ou no modo de escoamento invertido, devido à separação da camada limite [58].

Na maioria dos estudos encontrados na literatura, assume-se o fluido de trabalho como sendo um gás perfeito para facilitar a modelação matemática, podendo as propriedades ser facilmente determinadas pelas equações de estado [59]. J.G.D. Valle et al. [60] indicou que, quando um ejetor supersônico axissimétrico se encontra duplamente estrangulado, não existe diferença significativa entre o modelo de gás ideal e o modelo de gás real, utilizando o R141-b, podendo então o modelo ideal substituir o modelo real na modelação numérica, refletindo as características do escoamento no interior do ejetor. Portanto, Han et al. [58] considerou que o modelo de gás ideal pode ser uma aproximação realística do modelo real quando a temperatura do gerador é inferior a 140°C e o do evaporador é inferior a 25°C.

Na modelação CFD de ejetores supersônicos, o escoamento é considerado estacionário e axissimétrico bidimensional (2D), desprezando os efeitos tridimensionais (3D) [39]. Tendo em conta a velocidade média atingida no interior do ejetor, as velocidades das entradas primária e secundária são desprezáveis, por isso, os valores da pressão total é assumido como igual ao valor da pressão estática, assim como os valores da temperatura [53].

As paredes do ejedor são consideradas adiabáticas e lisas em termos hidrodinâmicos [53]. Na maioria das simulações de ejetores, o efeito das perdas internas por fricção na performance do ejedor é desprezado, resultando numa discrepância entre os resultados do modelo teórico e numérico [61], por isso, é importante a correta avaliação da rugosidade da superfície na previsão da pressão crítica do ejedor [44].

Com o aumento da rugosidade da superfície, aumenta as perdas de pressão devido à fricção, deslocando o ponto crítico do ejedor, quando o escoamento primário e secundário se encontram estrangulados, para contrapressões P_c mais baixas, provocando assim uma diminuição de λ [44, 61]. De acordo com as simulações realizadas por Zhang et al. [61] utilizando o R134a como fluido de trabalho, a influência da rugosidade da parede do ejedor não pode ser ignorada, pois o desempenho do mesmo é muito sensível à alteração da rugosidade da superfície interior. Também Mazzelli et al. [51] concluiu, para o refrigerante R245fa, que o escoamento do ejedor simulado, na condição de tubo liso, se mantém estrangulado para contrapressões mais elevadas. Pelo contrário, o aumento da rugosidade tem como efeito a diminuição do caudal mássico secundário, à medida que a contrapressão aumenta, aumentando assim o intervalo de pressões no qual o escoamento não está estrangulado.

As perdas por fricção não são a maior fonte de perdas de pressão no interior de um ejedor, comparando com as perdas de pressão associadas às ondas de choque, recirculação e mistura dos dois escoamentos, no entanto, o processo de fabrico tem elevada importância no desempenho de um ejedor supersónico [51].

3. Desenvolvimento do modelo CFD

3.1. Geometria do ejedor simulado

No presente trabalho, considerou-se um modelo de um ejedor supersônico, anteriormente desenvolvido por Varga et al. [6], aplicando a teoria da mistura a pressão constante. O desenvolvimento da geometria teve por base um modelo 1D semelhante ao modelo proposto por Huang et al. [49]. As dimensões do ejedor, são apresentadas na Tabela 1. Na figura 14, encontra-se representado o domínio do escoamento considerado no modelo incluindo um *spindle* móvel a montante no bocal primário.

Tabela 1 - Parâmetros geométricos do ejedor simulado

Dimensões	R152a
D_{gp} [mm]	1,7
$D_{gp,sai}$ [mm]	2
D_{sc} [mm]	3
D_{sai} [mm]	6,5
R_A [-]	3,1
L_{conv} [mm]	15
L_{sc} [mm]	12
L_d [mm]	21

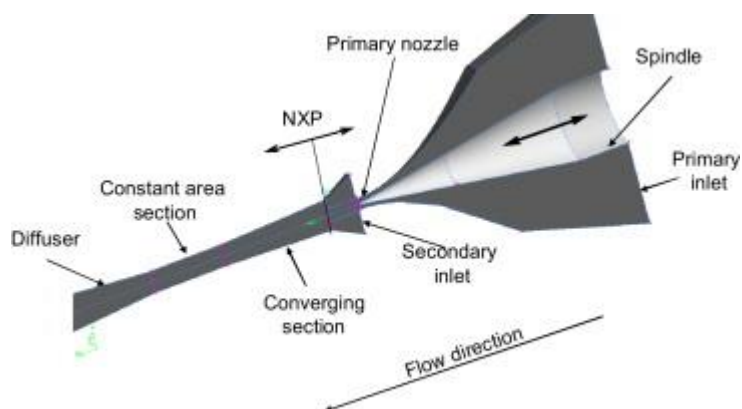


Figura 13 - Domínio do escoamento e localização do spindle [6].

Tal como referido na Secção 2.3.1., a R_A é um dos parâmetros geométricos mais importantes que afeta o desempenho do ejetor. No modelo utilizado, a variação da R_A é conseguida através da implementação de um *spindle* a montante do bocal primário. Deste modo, alternando a posição do *spindle* (SP), são abrangidos vários valores de R_A [6]. Partindo de uma SP=0 mm, o escoamento primário encontra-se completamente bloqueado. Aumentando SP, o *spindle* desloca-se para montante, diminuindo a restrição do escoamento primário, aumentando a área da garganta primária e, conseqüentemente, aumentando a R_A . Deste modo, à medida que a SP aumenta, o caudal mássico primário aumenta, para as mesmas condições de funcionamento. A figura 13 permite perceber como funciona o movimento do *spindle*.

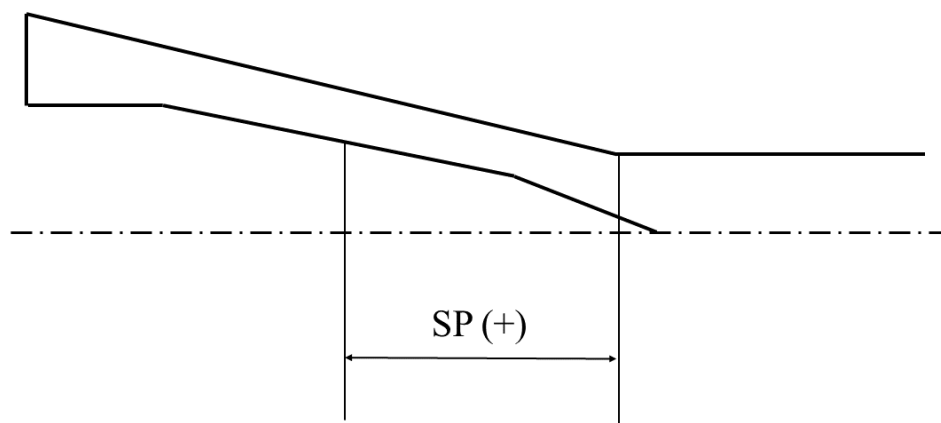


Figura 14 - Representação esquemática da posição do spindle.

3.2. Pressupostos e equações governativas do escoamento

O escoamento no interior de um ejetor foi considerado estacionário, compressível e turbulento, podendo ser descrito pelas equações da conservação de escoamento de fluidos Newtonianos [38]. Para obter a variação espacial das incógnitas temperatura, pressão, vetor de velocidades e propriedades da turbulência, é necessário resolver as equações da conservação da energia, do momento e da continuidade [62].

Considerando apenas fluidos monofásicos, a lei da conservação da massa expressa que, num sistema de fluido, não é possível criar massa, do mesmo modo que também não pode ser destruída [63]. A equação da continuidade é uma das leis fundamentais, válida para escoamentos estacionários ou transientes, e escoamentos compressíveis e incompressíveis [64], definida pela equação seguinte:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho u = 0 \quad (10)$$

A equação da conservação do momento é dada pela equação que se segue:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \nabla \cdot (\rho u u) = \rho g - \nabla P + \nabla \tau_{ij} \quad (11)$$

A equação da conservação da energia pode ser descrita pela seguinte forma:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{DP}{Dt} + \text{div}(k \nabla T) + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (12)$$

Nas equações (11) e (12), o termo τ_{ij} representa o tensor das tensões de corte, relacionado com as tensões de corte viscosas que atuam no fluido, podendo ser escrito para escoamentos estacionários pela equação seguinte:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \mu_k}{\partial x_k} \right) \quad (13)$$

Onde μ representa a viscosidade dinâmica do fluido e δ_{ij} o delta de Kronecker definido por:

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{se } i = j \\ 0 & \text{se } i \neq j \end{cases} \quad (14)$$

3.3. Equações de turbulência

No interior de um ejetor, o escoamento passa de subsônico para sônico, e de sônico para supersônico, pelo que, a turbulência tem grande influência no escoamento [47]. O regime do escoamento, laminar ou turbulento, é determinado pelo número de Reynolds (Re). Este número adimensional representa o quociente entre as forças de inércia e as forças viscosas:

$$Re = \frac{\rho u D}{\mu} \quad (15)$$

Os escoamentos turbulentos são caracterizados por uma flutuação do campo de velocidades que provocam também a flutuação de outras propriedades transportadas. Uma vez que as flutuações podem ser de pequena escala e alta frequência, tornam-se demasiado dispendiosas para simular diretamente em aplicações de engenharia. Em vez disso, as equações exatas que descrevem o escoamento podem ser substituídas pelas equações *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), resultando num sistema de equações modificado que é menos dispendioso para resolver em termos computacionais, não sendo necessário simular as flutuações de pequena escala da turbulência [65].

As equações RANS descrevem o transporte das quantidades médias do escoamento, modelando todo intervalo de escalas de turbulência, sendo amplamente em aplicações de engenharia. O escoamento turbulento no interior de ejetores são tipicamente modelados utilizando a abordagem RANS. De modo a obter as equações RANS, é necessário proceder à decomposição de Reynolds, em que se considera que a velocidade instantânea (u) pode ser decomposta numa componente correspondente à média temporal ($\bar{u}$) e uma componente flutuante ou turbulenta (u') [65], descrita pela seguinte equação:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (16)$$

Aplicando decomposição de Reynolds às equações instantâneas de Navier-Stokes, obtém-se as equações RANS, para a continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (17)$$

E para a conservação do momento:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = \\ = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (R_{ij}) \end{aligned} \quad (18)$$

Para utilizar a aproximação RANS, é necessário que as tensões de Reynolds (R_{ij}) na equação (18) sejam devidamente modeladas. Na maioria dos modelos dinâmicos, é utilizada a hipótese de Boussinesq, fazendo que o tensor das tensões de corte resultante da equação RANS seja proporcional ao tensor da taxa de deformação média [65]:

$$R_{ij} = -\overline{\rho u_i' u_j'} = \mu_T \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\rho k + \mu_T \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (19)$$

Na equação (19), μ_T representa a viscosidade turbulenta. Os modelos $(k - \varepsilon)$, $(k - \varepsilon)$ RNG e $(k - \omega)$ são todos baseados na hipótese de Boussinesq [56]. Para o modelo $(k - \varepsilon)$ RNG, μ_T é definida pela equação que se segue:

$$\mu_T = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (20)$$

Onde C_μ representa uma constante do modelo.

A aplicação do modelo $(k - \varepsilon)$ RNG resulta num sistemas de duas equações de transporte. A equação do transporte da energia cinética turbulenta (k) é expressa pela equação seguinte:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{ef} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (21)$$

Onde S_k representa também o módulo do tensor da deformação média [7, 65]. A equação transporte da taxa de dissipação de energia turbulenta (ε), é definida pela próxima equação:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{ef} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (22)$$

Nas equações (21) e (22), o termo G_k representa a produção de energia de energia cinética turbulenta, sendo modelado de forma idêntica para as variantes do modelo $(k - \varepsilon)$ (*Standard*, RNG e *Realizable*), definida por:

$$G_k = -\overline{\rho u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial u_i} \quad (23)$$

Na equação (21), Y_M contabiliza os efeitos da dissipação da dilatação que diz respeito à influência da compressibilidade do fluido estimado pela equação seguinte:

$$Y_M = 2 \rho \varepsilon Ma_T^2 \quad (24)$$

Na equação (24), Ma_T representa o número de Mach para escoamentos turbulentos, calculado através da seguinte fórmula:

$$Ma_T = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (25)$$

Na equação (25), a representa a velocidade do som. No caso de gases perfeitos, a é definido pela equação que se segue:

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (26)$$

Na equação (26), γ representa a constante politrópica e R a constante de gás perfeito.

O modelo de turbulência $(k - \varepsilon)$ RNG deriva das equações instantâneas de Navier-Stokes do modelo $(k - \varepsilon)$ *Standard*, utilizando uma ferramenta estatística denominada *Re-Normalization Group*. Este modelo, comparativamente com o modelo $(k - \varepsilon)$ *Standard*, inclui o termo adicional R_ε aumentando a precisão de escoamentos deformados. O termo adicional R_ε na equação (22) do transporte da ε , que é obtido através da equação se segue:

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (27)$$

Onde η é calculado pela equação que se segue:

$$\eta = \frac{Sk}{\varepsilon} \quad (28)$$

Na equação (28), S representa o módulo do tensor da taxa de deformação média, definido da seguinte forma:

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (29)$$

A teoria RNG fornece também uma forma analítica para números de Prandtl turbulentos (Pr_t), ao contrário do modelo *Standard* que utiliza valores constantes definidos. O modelo *Standard* é, normalmente, indicado para escoamentos com valores elevados de Re , no entanto, o modelo RNG pode ser utilizado para escoamentos com valores mais baixos de Re . Tornando assim, o modelo RNG mais adequado do que o modelo *Standard* para um grupo de escoamentos mais alargados [65].

Os resultados obtidos pelos modelos de turbulência são afetados pela presença de paredes, havendo por isso, regiões nas quais o número de Re local seja demasiado baixo, fazendo com que os efeitos viscosos do escoamento predominem em relação aos efeitos turbulentos [66]. Alguns modelos, como o $(k - \varepsilon)$ *Standard*, são apenas válidos na região de turbulência completamente desenvolvida e não para as regiões próximas da parede, dentro da camada limite. Para ultrapassar este problema, aplicam-se diferentes funções de parede, permitindo modelar as regiões próximas a estas [67].

As funções de parede são equações empíricas utilizadas para fazer o acoplamento com a zona interior do escoamento e a região de turbulência completamente desenvolvida. Para se obterem resultados precisos, utilizando as funções de parede, é necessário que o centro do primeiro volume de controlo se encontre na região da regra logarítmica do perfil de velocidades. Com o recurso às funções de parede, não é necessário resolver a camada limite, diminuindo assim o tamanho da malha numérica, diminuindo o número de volumes de controlo na malha numérica [67]. Como vantagem, a simulação converge mais rapidamente. A aplicação das funções de parede tem por base a distância da parede adimensional (y^+), calculado através da equação:

$$y^+ = \frac{\rho u^* y}{\mu} \quad (30)$$

Na equação (26), y representa a distância do nóculo da célula à parede, u^* diz respeito à velocidade de corte, definido pela equação seguinte:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (31)$$

τ_w representa a tensão de corte junto da parede. Para a aplicação da regra logarítmica do perfil velocidades, recomenda-se um valor de y^+ compreendido entre 30 e 300. [7, 65].

Na modelação da turbulência de um escoamento no qual a influência da rugosidade é considerada significativa, o seu efeito é incluído através da lei de parede modificada para a rugosidade. A velocidade média na região logarítmica apresenta o mesmo declive, mas com uma interceção diferente do eixo. Neste caso, a velocidade média na região logarítmica é definida pela equação:

$$u^+ = \frac{1}{C_k} \ln(y^+) - \Delta B \quad (32)$$

Onde ΔB é estimado da seguinte forma:

$$\Delta B = \frac{1}{C_k} \ln f_r \quad (33)$$

Na equação (33), f_r é uma função de rugosidade que quantifica a variação da interceção devido aos efeitos da rugosidade que é dado em função da rugosidade adimensional (K_s^+) calculada pela equação:

$$K_s^+ = \frac{\rho K_s C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\mu} \quad (34)$$

Nas equações (32) e (33), C_k representa a constante de Von Karman. Na equação (34) K_s diz respeito à rugosidade da superfície. O valor da função de rugosidade depende ainda de uma constante C_μ . Esta constante depende do tipo de rugosidade aplicado.

A Tabela 2 apresenta os parâmetros selecionados para a definição do modelo de turbulência aplicado neste trabalho.

Tabela 2 - Parâmetros selecionados para o modelo de turbulência

Tipo	Parâmetro selecionado
Modelo de turbulência	$(k - \varepsilon)$ RNG
C_μ	0,0845
$C_{\varepsilon 1}$	1,42
$C_{\varepsilon 2}$	1,68
P_r	0,85
η_0	4,38
β	0,012
Tratamento da parede	<i>Standard Wall</i>
Equação da energia	Sim
Efeitos de compressibilidade	Sim
Aquecimento viscoso	Sim

A Tabela 3 apresenta os parâmetros selecionados para a definição da rugosidade na parede do ejetor.

Tabela 3 - Parâmetros selecionados para a definição da rugosidade da parede

Tipo	Parâmetro selecionado
Movimento da parede	Estacionário
Condição de corte	Sem escorregamento
Modelo de rugosidade	<i>Standard</i>
Altura de rugosidade [μm]	0 / 10 / 50 / 100
C_s	0,5

3.4. Malha numérica

A discretização do domínio, ou seja, a criação da malha numérica, é um pré-processamento importante da simulação CFD [68]. A geração de uma malha numérica apropriada é crítica para se obterem resultados corretos de uma simulação CFD e independentes da própria malha utilizada. A malha numérica tem duas finalidades distintas, em primeiro lugar, para simular a geometria do ejetor o mais realista possível e, em segundo, para determinar as características do escoamento através do mesmo [69].

No presente trabalho, utilizou-se uma malha estruturada com 19575 células não sobrepostas [6] com 20046 nodos. A vantagem da utilização de uma malha estruturada baseia-se no facto que cada célula pode ser descrita por dois indicadores (i,j) numa geometria bidimensional. Por outro lado, utilizando uma malha estruturada, para descrever geometrias mais complexas, aumenta a não-ortogonalidade ou distorção da malha, podendo fornecer soluções irrealistas do ponto de vista físico [70].

A qualidade da malha numérica poder ser avaliada pela distorção e pelo *aspect ratio*. A distorção é definida como a diferença entre a forma da célula e a forma de uma célula equilateral com um volume equivalente [71], normalmente, é recomendado que as linhas da malha sejam aproximadamente ortogonais [70]. O *aspect ratio* mede o alongamento de uma célula, calculado através do quociente entre o valor máximo e mínimo da distância entre o centroide da célula e o centroide da face ou a distância entre o centroide da célula e os nodos [71]. A utilização de malhas com valores elevados do *aspect ratio* deve ser evitada em regiões importantes de escoamentos interiores, uma vez que podem deteriorar a precisão da solução [70]. A tabela 4 apresenta os indicadores da qualidade da malha calculados para a malha utilizada nas simulações deste trabalho.

Tabela 4 - Parâmetros da avaliação da qualidade da malha utilizada

Ortogonalidade	Aspect ratio
0,86	4,415

Geralmente, deve-se evitar malhas com *aspect ratio* superiores a 5 em escoamentos interiores [71]. A Tabela 5 apresenta os parâmetros de qualidade da malha em termos de ortogonalidade.

Tabela 5 - Qualidade da malha em termos de ortogonalidade [72]

Ortogonalidade	Classificação
0,95 – 1	Excelente
0,7 – 0,95	Muito bom
0,2 – 0,69	Bom
0,15 – 0,2	Razoável
0,001 – 0,14	Mau
0 – 0,001	Não-aceitável

Tendo por base o valor mínimo da ortogonalidade obtido e os valores apresentados na Tabela 5, e o valor máximo do *aspect ratio* inferior ao valor máximo recomendado, pode-se concluir que a malha utilizada neste trabalho cumpre os requisitos. Anteriormente, Varga et al. [6] analisaram a sensibilidade dos resultados em relação à densidade da malha utilizada, tendo concluído que a utilização de uma malha aproximadamente 20 000 volumes finitos permite obter valores dos parâmetros de desempenho do ejetor independentes da malha utilizada.

3.5. Software de simulação FLUENT ®

As equações diferenciais governativas do escoamento apenas podem ser resolvidas analiticamente para casos mais simples. Neste caso, é necessário aplicar métodos numéricos. Por isso, depois de selecionar o modelo matemático, é necessário aplicar um método de discretização, ou seja, o método que permite a aproximação do sistema de equações diferenciais num sistema de equações algébricas. Existem essencialmente três modos de discretização para simulação de escoamentos interiores: método das diferenças finitas, método dos volumes finitos e método dos elementos finitos. A discretização espacial do campo do escoamento realiza-se através de uma malha numérica que divide o domínio geométrico num número finito de subdomínios [68].

O método dos volumes finitos é indicado para geometrias complexas. A malha define os limites do volume de controlo, não sendo necessário estar associado a um sistemas de coordenadas. O domínio é então dividido num número finito de volumes de controlo contíguos, e as equações da conservação são aplicadas a cada um [68].

O software FLUENT (ANSYS, USA) foi utilizado no presente trabalho para simular o escoamento no interior de um ejetor supersónico. Esta ferramenta computacional permite modelar escoamentos compressíveis e incompressíveis, laminares e turbulentos com geometrias complexas. O software permite ainda a modelação de escoamentos multifásicos, incluindo escoamentos gás-líquido, gás-sólido, líquido-sólido e gás-líquido-sólido. Os modelos de turbulência disponibilizados pelo FLUENT permitem analisar fenómenos físicos, como por exemplo, a flutuação e compressibilidade. Para além disso, o FLUENT disponibiliza várias funções de parede.

De um modo geral, o FLUENT é uma ferramenta versátil para modelação CFD de escoamentos com geometrias complexas.

3.6. Estratégia de simulação

As equações governativas do escoamento foram resolvidas utilizando o método *coupled* do FLUENT. Este método é utilizado para resolver escoamentos compressíveis em que a equação governativa do momento do escoamento e os parâmetros da velocidade e pressão estão acoplados, obtendo assim a solução simultânea destes parâmetros [72]. A Tabela 6, resume os parâmetros seleccionados para os controlos do algoritmo de resolução do FLUENT.

Tabela 6 - Parâmetros seleccionados para o solver do FLUENT

Tipo	Parâmetro seleccionado
Esquema de discretização temporal	
Esquema de discretização	<i>Coupled</i>
Tipo de fluxo	<i>Rhie-Chow: Distance Based</i>
Gradiente	<i>Least Squares cell based</i>
Esquema de Discretização espacial	
Pressão	Standard
Densidade	<i>First order upwind</i>
Momento	<i>First order upwind</i>
Energia cinética turbulenta	<i>First order upwind</i>
Taxa de dissipação turbulenta	<i>First order upwind</i>
Energia	<i>First order upwind</i>
Solver	
Tipo de modelo	<i>Pressure-based</i>
Velocidade	absoluta
Regime	Estacionário
Espaço 2D	Axissimétrico
Pressão de funcionamento [kPa]	101,325
Gravidade	Não

A escolha do *solver* depende do tipo de malha numérica e do número de nodos envolvidos em cada equação algébrica [73]. O modelo *pressure-based* utiliza um algoritmo no qual a restrição da continuidade do campo de velocidades é determinada resolvendo uma equação de pressão. Esta equação deriva das equações da continuidade

e do momento de maneira que o campo de velocidades, determinado pela pressão, satisfaça a continuidade do escoamento. A resolução das equações governativas do escoamento é conseguida através de iterações sucessivas, nas quais o sistema de equações é repetido até que a solução convirja. A solução de cada simulação realizada converge, quando os resíduos de encontravam abaixo dos valores estipulados. A Tabela 7, apresenta os valores dos resíduos utilizados no presente trabalho.

Tabela 7 - Critérios de convergência aplicados nas simulações

Resíduos	Critério de convergência
Continuidade	1×10^{-6}
Velocidade x	1×10^{-6}
Velocidade y	1×10^{-6}
Energia	1×10^{-6}
k	1×10^{-7}
ε	1×10^{-6}

3.7. Condições de fronteira e propriedades do fluido de trabalho

De modo a resolver as equações, é necessário fornecer as condições fronteira adequadas. Na maioria dos modelos de ejetores, as condições fronteira utilizadas são, por norma, as pressões de entrada e de saída do ejetor iniciais [45]. As pressões foram definidas com base nas temperaturas expectáveis no gerador, evaporador e condensador do ciclo de refrigeração no qual o ejetor seria instalado. A pressão na entrada primária foi assumida considerando a pressão do gerador, a pressão da entrada secundária foi considerada a pressão do evaporador e a pressão de saída igual à pressão do condensador. A transferência de calor nas paredes do ejetor foi desprezada, considerando um fluxo de calor nulo. Na Tabela 8, apresenta-se o resumo das temperaturas definidas com base nas temperaturas expectáveis no gerador, considerando um sobreaquecimento $\Delta T_p = 5^\circ\text{C}$, no evaporador e no condensador de um ciclo frigorífico no qual o ejetor seria implementado. Neste caso, os valores considerados correspondem a um ar condicionado que opera num clima moderado em que a energia necessária para acionar o ejetor é fornecida através de painéis solares de baixa temperatura.

Tabela 8 - Resumo das temperaturas aplicadas nas simulações

T_g [°C]	75 – 90
T_e [°C]	10
T_c [°C]	25 – 45

As simulações realizadas utilizando R152a como fluido de trabalho, assumindo o comportamento de gás perfeito, atendendo às condições dos componentes do ciclo de refrigeração [58]. Nesse sentido, a densidade do fluido (ρ) é determinada através da equação dos gases perfeitos:

$$\rho = \frac{P}{RT} \quad (35)$$

Na equação anterior, P representa a pressão do fluido, R a constante dos gases perfeitos e T a temperatura absoluta do fluido. Na tabela 9 apresentam-se as propriedades termofísicas, consideradas constantes, do fluido de trabalho utilizado.

Tabela 9 - Propriedades termofísicas do fluido de trabalho (R152a)

Tipo	Parâmetro selecionado
Fluido	R152a
C_p [J·kg ⁻¹ K ⁻¹]	1054
k [W·m ⁻¹ K ⁻¹]	0,01373
μ [Pa·s]	1,0101×10 ⁻⁵
ρ [kg·m ⁻³]	Gás perfeito
M [mol·kg ⁻¹]	66,05

As propriedades termofísicas do material de construção do ejetor, neste caso, o alumínio, são apresentadas na tabela 10.

Tabela 10 - Propriedades termofísicas do material de construção do ejetor (Alumínio)

Tipo	Parâmetro selecionado
Sólido	Alumínio
C_p [J·kg ⁻¹ K ⁻¹]	871
k [W·m ⁻¹ K ⁻¹]	202,4
ρ [kg·m ⁻³]	2719

De modo a analisar o impacto da posição do *spindle* no desempenho do ejetor, foram simuladas diferentes malhas, correspondendo a diferentes posições do *spindle*, num intervalo compreendido entre 1 mm a 7 mm, com variação de 1 mm, resultando num total de 7 geometrias de ejetores simuladas.

O objetivo deste trabalho é analisar a influência da rugosidade na parede de um ejetor supersónico, a norma DIN 4766 – parte 1 [74] apresenta os valores possíveis da média aritmética das alturas máximas do perfil de rugosidade. A partir da análise da norma, considerando os processos de fabrico dos ejetores, tais como o torneamento cilíndrico e facejar, constatou-se que os valores da altura máxima do perfil de rugosidade estava compreendido entre 10 e 100 μm . O caso de parede lisa corresponde a uma altura do perfil de rugosidade desprezável. Por consequência, as simulações foram realizadas para as condições de fronteira apresentadas na tabela 11 e para os perfis de rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm para quatro posições distintas do *spindle*: 3 mm, 4 mm, 5 mm e 7 mm, resultando num número total de aproximadamente 380 simulações. A tabela 11 resume os parâmetros aplicados nas simulações realizadas.

Tabela 11 - Parâmetros seleccionados para as condições de fronteira

Condições Fronteira	Parâmetro seleccionado
Entrada Primária	
Tipo	Entrada por pressão
Pressão [kPa]	Ver tabela 12
Temperatura [°C]	
Intensidade de turbulência [%]	5
Comprimento de escala de turbulência [m]	0,002
Entrada Secundária	
Tipo	Entrada por pressão
Pressão [kPa]	271,9
Temperatura [°C]	10
Intensidade de turbulência [%]	5
Comprimento de escala de turbulência [m]	0,0007
Saída	
Tipo	Entrada por pressão
Pressão [kPa]	Ver tabela 13
Temperatura [°C]	
Intensidade de turbulência [%]	10
Comprimento de escala de turbulência [m]	0,00045

Os valores da pressão da entrada primária simulados, associada à temperatura de gerador, apresentam-se na tabela 12. Estes valores foram determinados recorrendo ao programa *Engineering Equation Solver* EES ®.

Tabela 12 - Parâmetros selecionados para a entrada primária

T_g [°C]	P_g [kPa]
75	1787
80	2006
85	2244
90	2502

De maneira semelhante, os valores de pressão aplicados na saída do ejetor, em função da condição de saturação, e respetiva temperatura, apresentam-se na tabela 13.

Tabela 13 - Parâmetros selecionados para a saída

T_c [°C]	P_c [kPa]
25	495,9
26	513,7
27	532
28	550,7
29	569,8
30	589,4
31	609,3
33	650,5
35	693,5
37	738,3
39	785
41	833,6
42	858,6
43	884,1
45	936,7

4. Resultados e Discussão

4.1. Resultados das simulações CFD para paredes do ejedor lisas

Nesta secção apresentam-se os resultados das simulações CFD considerando a rugosidade da parede do ejedor nula.

A figura 15 apresenta a distribuição da pressão estática e do número de Mach ao longo do eixo do ejedor a funcionar com a temperatura do gerador de 90°C ($P_g=2502$ kPa) e a temperatura de condensação de 43°C ($P_c=884,1$ kPa), correspondendo à contrapressão crítica, para uma posição do *spindle* de 7 mm. No bocal primário (1), a velocidade do escoamento aumenta devido à diminuição da área da secção transversal imposta pela secção convergente, provocando uma diminuição na pressão estática. Na garganta do bocal, o escoamento atinge a velocidade do som ($Ma=1$), após a qual, na secção divergente continua a aumentar até valores supersónicos ($Ma=2,3$), ao mesmo tempo que a pressão vai diminuindo como esperado até ($P=73,9$ kPa). A primeira onda de choque, resultante da interação entre os dois escoamentos, ocorre no início da secção convergente da câmara de mistura (2), traduzida por uma variação repentina na pressão e no número de Mach, o que indica que a pressão estática do escoamento primário à saída do bocal é inferior à pressão estática da câmara de mistura. De seguida, ao longo da secção convergente da câmara de mistura, o escoamento sofre uma série de sucessão de ondas de choque oblíquas a velocidade supersónica (*shock train*). Ao longo da secção constante da câmara de mistura (3) a velocidade do escoamento vai diminuindo, acompanhada do aumento da pressão estática, ocorrendo a mistura dos dois escoamentos. Na entrada do difusor (4), ocorre uma última onda de choque, resultante da expansão do escoamento misturado, provocando a compressão e a diminuição da velocidade do escoamento, atingindo $Ma = 1$, passando o escoamento de supersónico para subsónico. Ao longo do difusor, a velocidade do escoamento misturado vai diminuindo, ao mesmo tempo que a pressão vai aumentando, até ser atingido o valor da contrapressão do ejedor.

Na figura 6, apresenta-se a variação idealizada da pressão e da velocidade do escoamento ao longo de um ejedor, que prevê uma diminuição da pressão do escoamento ao longo da secção convergente da câmara de mistura. No entanto, esta diminuição não se verifica com o modelo CFD até ao final da secção convergente devido à ocorrência de ondas de choque que comprimem o escoamento. Também na secção com área constante da câmara de mistura, prevê-se que a pressão do escoamento se mantenha constante, contudo, de acordo com a figura 15, verifica-se que existe um aumento da pressão do escoamento nesta secção. Estes resultados demonstram claramente as limitações dos modelos 1D para a simulação de ejtores, baseados no processo idealizado que ocorre no seu interior.

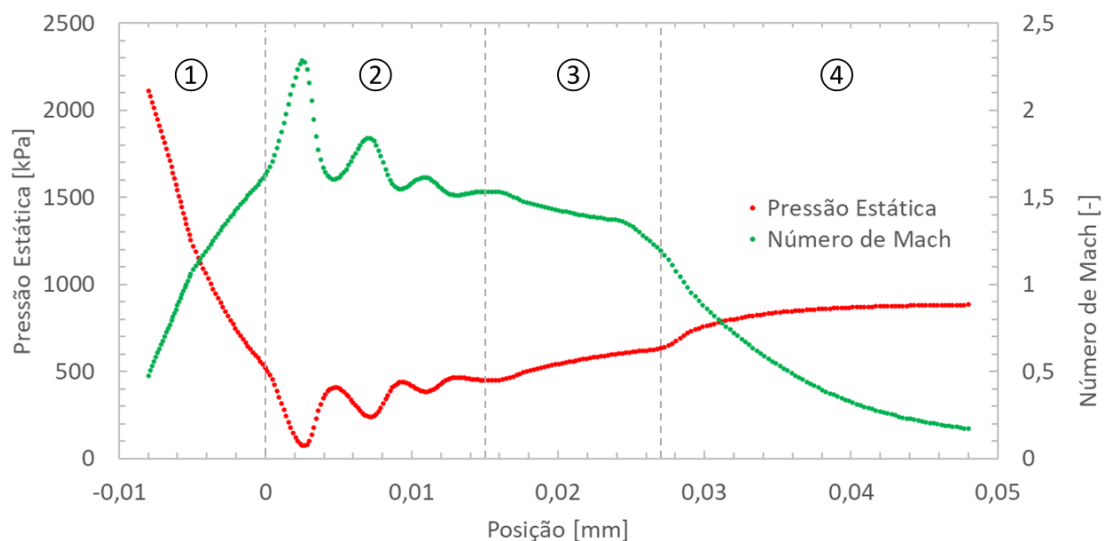


Figura 15 - Distribuição da pressão estática e do número de Mach ao longo do ejtor para $SP=7\text{ mm}$, $T_g = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 10^\circ\text{C}$ e $T_c = 43^\circ\text{C}$.

A figura 16 mostra a distribuição no número de Mach no interior do ejtor simulado. Verifica-se a condição de $Ma = 1$ na garganta do bocal primário, ou seja, a velocidade do escoamento primário atinge a velocidade do som nesta secção. É possível visualizar o aumento da velocidade do escoamento secundário, depois de entrar no ejtor, até atingir $Ma = 1$, do mesmo modo que se assiste à diminuição da velocidade do escoamento primário, iniciando assim o processo de mistura, tal como previsto pela figura 6. Verifica-se ainda a ocorrência de uma onda de choque, mais notória, seguida de uma sucessão de ondas de choque na secção convergente da câmara de mistura, como esperado, em concordância com a figura 15. O número de Mach mais elevado ocorre à saída do bocal primário ($Ma=2,3$).

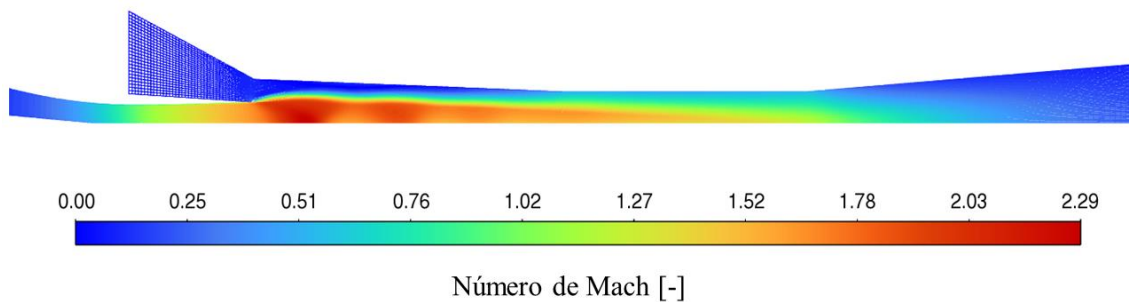


Figura 16 - Distribuição do número de Mach no interior do ejedor para $SP=7\text{ mm}$
 $T_g = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 10^\circ\text{C}$ e $T_c = 43^\circ\text{C}$.

Para o caso de $SP = 3\text{ mm}$, considerando $T_g=75^\circ\text{C}$ ($P_g=1787\text{ kPa}$) e $T_c=25^\circ\text{C}$ ($P_c=495,9\text{ kPa}$), calculou-se o número de Reynolds para três localizações dentro do ejedor, tendo-se obtido $Re=7,67\times 10^5$ na saída do bocal primário (1), $Re=3,23\times 10^5$ na secção de área constante (3) e $Re=6,99\times 10^5$ na saída do difusor (4), verificando-se assim o regime turbulento dentro do ejedor.

A figura 17 apresenta a variação dos caudais mássicos primário e secundário e da taxa de arrastamento do ejedor com a posição do *spindle*, de 1 mm a 7 mm. Neste caso, a temperatura do gerador era de 90°C ($P_g=2502\text{ kPa}$) e a pressão na saída do ejedor foi seleccionada para garantir, em todas as posições do *spindle*, o funcionamento do ejedor em regime crítico (ver figura 9). Por esse motivo, seleccionou-se a pressão de condensação $P_c=693,5\text{ kPa}$ ($T_c=35^\circ\text{C}$).

Analizando a figura 17, verifica-se o aumento do caudal mássico primário com o aumento da posição do *spindle*, resultando da diminuição da restrição ao escoamento primário. Os resultados obtidos indicam que o $\dot{m}_p$ varia entre $0,013\text{ Kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ($SP=1\text{ mm}$) e $0,0173\text{ Kg}\cdot\text{s}^{-1}$ ($SP=7\text{ mm}$). No entanto, para $SP > 4\text{ mm}$, o caudal mássico primário se mantém aproximadamente constante. Isto deve-se ao facto que, a partir desta posição, o *spindle* tem pouco impacto na área da garganta primária. Quando o caudal mássico primário aumenta, o escoamento secundário diminui, uma vez que o escoamento primário sai cada vez mais expandido do bocal primário, resultando também numa diminuição da área efetiva para o escoamento secundário. Como o $\dot{m}_p$ se mantém constante a partir de $SP > 4\text{ mm}$, por consequência, o caudal mássico secundário mantém-se independente da SP .

Sendo que caudal mássico primário aumenta e o caudal mássico secundário diminui para $SP < 4\text{ mm}$, a taxa de arrastamento do ejedor diminui também. Para os valores de SP que correspondem a uma menor restrição do escoamento, a SP não tem

influência na taxa de arrastamento. Para o caso apresentado, a posição do *spindle* que proporciona o melhor desempenho do ejetor é $SP = 1$ mm como se pode verificar na figura 17.

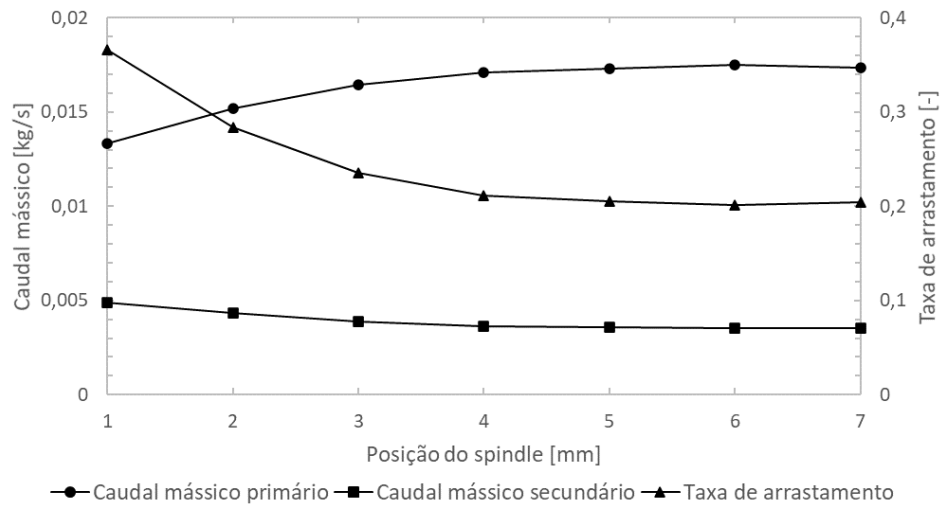


Figura 17 - Caudais mássico primário e secundário em função da posição do spindle para $T_g = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 10^\circ\text{C}$ e $T_c = 35^\circ\text{C}$.

Na figura 18, encontra-se representada a evolução da taxa de arrastamento, em regime crítico, em função da posição do *spindle* para as temperaturas do gerador utilizadas neste trabalho. Anteriormente concluiu-se que a taxa de arrastamento diminui com o aumento da posição do *spindle* no caso da temperatura do gerador igual a 90°C ($P_g=2502$ kPa). Como se pode verificar, a evolução da taxa de arrastamento é semelhante, independentemente do valor da temperatura do gerador. No entanto, verifica-se também que a menor temperatura do gerador favorece valores da taxa de arrastamento mais elevados, no intervalo de posições do *spindle* considerado.

O aumento da temperatura do gerador e, conseqüentemente, a subida da pressão da entrada primária aumenta o caudal mássico primário. O aumento do caudal mássico primário resulta numa sobreexpansão do escoamento primário e que reduz a área efetiva para o escoamento secundário, diminuindo assim o caudal mássico secundário. Depois, o aumento do caudal mássico primário tem influência direta na taxa de arrastamento, aumentando o denominador na definição de λ . A taxa de arrastamento mais elevada ($\lambda=0,52$) obteve-se para $SP = 1$ mm e $T_g=75^\circ\text{C}$ ($P_g=1787$ kPa), nas condições apresentadas na figura 18.

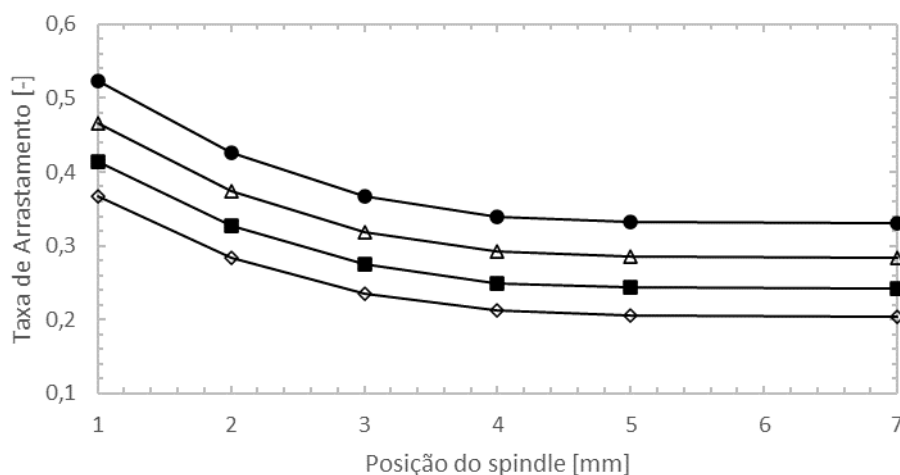


Figura 18 - Taxa de arrastamento em função da posição do spindle para T_g de 75°C, 80°C, 85°C e 90°C.

4.2. Efeito da rugosidade da parede no funcionamento do ejedor

Nesta secção apresentam-se os resultados das simulações CFD analisando o efeito da rugosidade da parede no desempenho do ejedor, para quatro posições do *spindle* diferentes: 3, 4, 5 e 7 mm e várias temperaturas do gerador, considerando a rugosidade da parede do ejedor de 0, 10, 50 e 100 μm .

A figura 19 apresenta a distribuição da pressão estática ao longo do eixo do ejedor, para uma temperatura do gerador de 90°C ($P_g=2502$ kPa), temperatura de condensação de 35°C ($P_c=693,5$ kPa) e para os vários valores de rugosidade. A figura 20 apresenta a distribuição do número de Mach ao longo do eixo do ejedor nas mesmas condições de funcionamento. A partir da análise das figuras 19 e 20, verifica-se que a rugosidade da parede não tem influência significativa na distribuição da pressão estática e na velocidade do escoamento no bocal primário (1). Para qualquer valor de rugosidade, a velocidade do escoamento continua a aumentar até valores supersônicos ($Ma=1,6$), atingindo valores muito idênticos na saída do bocal primário. O mesmo acontece com os valores da pressão estática nesta posição. Na secção convergente da câmara de mistura (2), assiste-se à variação repentina da pressão do escoamento e do número de Mach, indicando assim a ocorrência da primeira onda de choque. Analisando as figuras 19 e 20, pode notar-se que o aumento da rugosidade desloca a primeira onda de choque, mais forte devido à maior variação da pressão num espaço mais pequeno,

para o início da secção convergente. Após a primeira onda de choque, o escoamento sofre uma sucessão de ondas de choque que diminuem de intensidade com o aumento da rugosidade. No entanto, com o aumento da rugosidade faz com que a sucessão de ondas de choque se desloque em direção ao bocal primário e ocorra a uma pressão mais elevada e a uma velocidade inferior. Na secção de área constante (3), a mistura dos dois escoamentos ocorre a pressão praticamente constante, como indica a figura 19. Como se pode visualizar na figura 20, a mistura ocorre também com a velocidade constante para valores da rugosidade da parede de 0 e 10 μm . No entanto, para valores superiores de rugosidade, 50 e 100 μm , a velocidade do escoamento diminui para valores próximos da velocidade do som no final da secção de área constante porque, para estes valores de rugosidade, para as condições de funcionamento, $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502$ kPa) e $T_c=35^\circ\text{C}$ ($P_c=693,5$ kPa), o escoamento secundário já não se encontra estrangulado. Por fim, no difusor (4), a onda de choque final responsável pela compressão do escoamento desloca-se em direção à entrada do difusor quando o valor da rugosidade da parede aumenta, o aumento da rugosidade provoca a diminuição da intensidade da onda de choque. No difusor o escoamento diminui a velocidade devido ao aumento da área, para todos os valores da rugosidade, saindo do ejitor à mesma pressão ($P_c=693,5$ kPa).

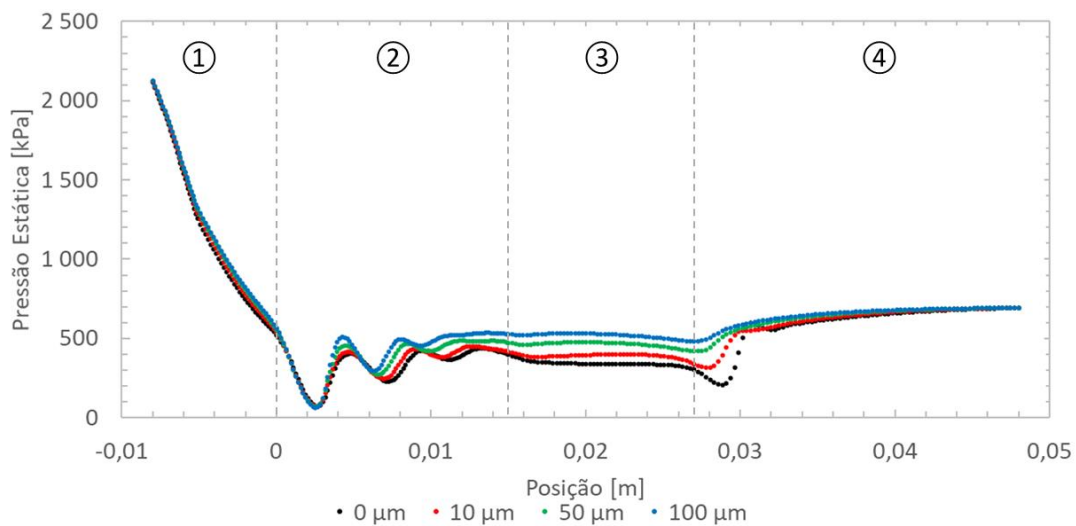


Figura 19 - Distribuição da pressão estática ao longo do eixo do ejitor para $SP=7\text{mm}$, $T_g = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 10^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm .

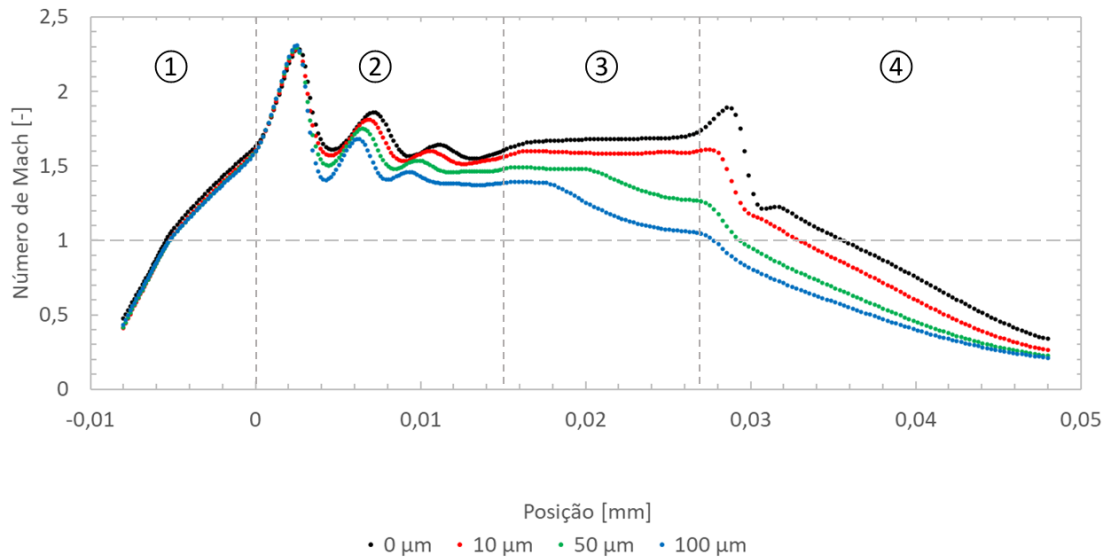


Figura 20 - Distribuição do número de Mach para $SP=7\text{ mm}$, $T_g = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 10^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm .

A figura 21 apresenta a distribuição no número de Mach no interior do ejedor simulado, para os vários valores de rugosidade da parede simulados. A rugosidade não afeta a condição de $Ma = 1$ na garganta do bocal primário, ou seja, a velocidade do escoamento primário atinge a velocidade do som nesta secção independentemente da rugosidade da parede. Entretanto na secção convergente, o aumento da rugosidade desloca a primeira onda de choque no sentido contrário ao escoamento e diminui a intensidade da sucessão de ondas de choque subsequentes. Ao longo do ejedor assiste-se ao escoamento secundário ser arrastado pelo primário, no entanto, o aumento da rugosidade diminui a velocidade da mistura. Verifica-se ainda a ocorrência da última onda de choque no difusor no caso de rugosidades baixas (0 e 10 μm) que diminui de intensidade com o aumento da rugosidade.

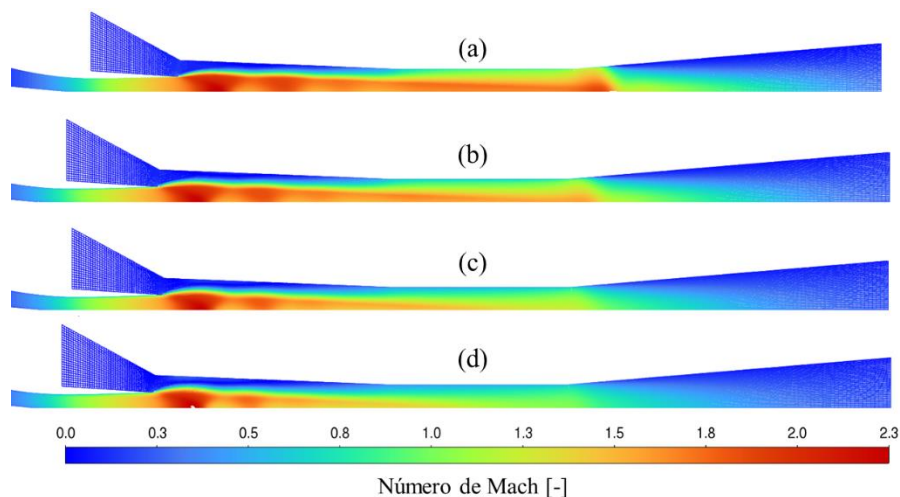


Figura 21 - Distribuição do número de Mach no interior do ejetor para $SP=7\text{ mm}$, $T_g = 90^\circ\text{C}$, $T_e = 10^\circ\text{C}$, $T_c = 35^\circ\text{C}$ e (a) $0\text{ }\mu\text{m}$, (b) $10\text{ }\mu\text{m}$, (c) $50\text{ }\mu\text{m}$ e (d) $100\text{ }\mu\text{m}$.

4.2.1. Efeito da rugosidade da parede do ejetor no caudal primário

Analizou-se o efeito da rugosidade no caudal primário, considerando quatro posições do *spindle*, os quatro valores de rugosidade adotados e para quatro temperaturas do gerador.

A figura 22 representa a variação do caudal mássico primário em função da rugosidade da parede do ejetor, para as quatro posições do *spindle* e para as temperaturas de gerador de 75°C ($P_g=1787\text{ kPa}$) (figura 22 (a)), 80°C ($P_g=2006\text{ kPa}$) (figura 22 (b)), 85°C ($P_g=2244\text{ kPa}$) (figura 22 (c)) e 90°C ($P_g=2502\text{ kPa}$) (figura 22 (d)). Analisando a figura 22, uma rugosidade de $10\text{ }\mu\text{m}$ provoca uma diminuição do caudal acentuada para qualquer posição do *spindle* quando comparado com o caso de parede lisa. Continuando a aumentar a rugosidade da parede até $50\text{ }\mu\text{m}$ observa-se a uma variação mais pequena e, entre 50 e $100\text{ }\mu\text{m}$, o caudal primário mantém-se inalterado. O caudal mássico primário apresenta ainda uma menor variação quando a posição do *spindle* é de 5 e 7 mm . Para estas duas posições, o caudal mássico é praticamente igual.

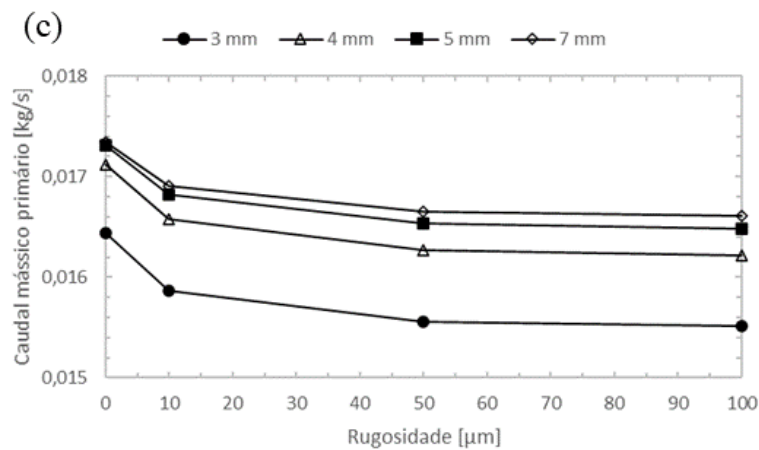
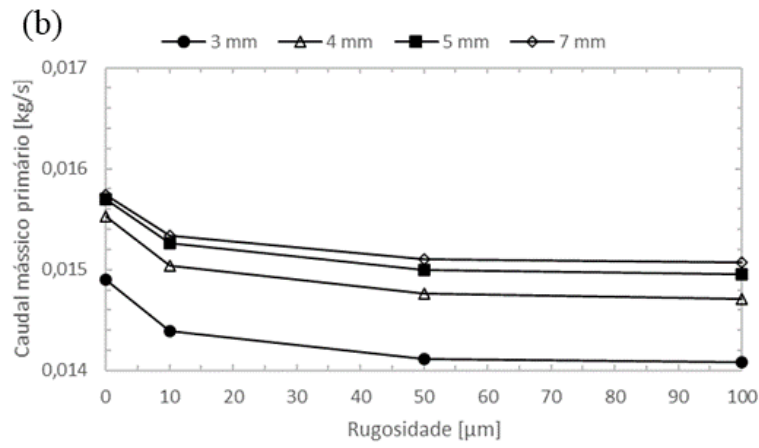
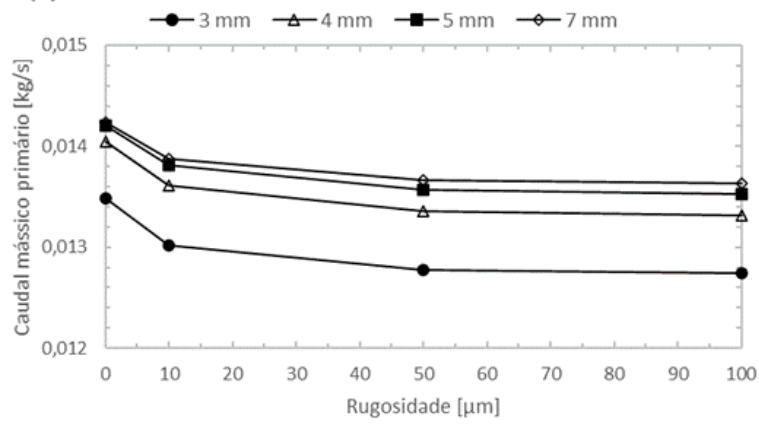
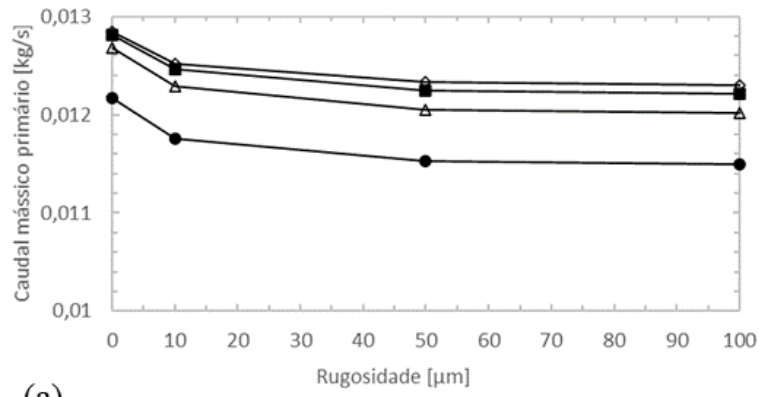


Figura 22 – Caudal mássico primário em função da rugosidade, para $SP=3, 4, 5$ e 7 mm e para (a) $T_g=75^\circ\text{C}$, (b) $T_g=80^\circ\text{C}$, (c) $T_g=85^\circ\text{C}$ e (d) $T_g=90^\circ\text{C}$.

Assim, para a posição do *spindle* de 3 mm e T_g de 75°C ($P_g=1787$ kPa), o aumento da rugosidade de 0 para 10 μm , provoca uma diminuição do caudal mássico primário de 3,39%. Para valores de rugosidade entre 10 e 50 μm , o caudal mássico primário diminui 5,25% em relação ao mesmo na condição de parede lisa. Para valores superiores a 50 e até 100 μm , a variação é de 5,49%. Para a mesma temperatura, mas considerando $SP = 4$ mm, a diminuição do caudal mássico primário é menor para todos os valores de rugosidade, 3,09% até 10 μm , entre 10 e 50 μm de 4,91%, e 5,22% de 50 a 100 μm . Quando $SP = 5$ mm, a diminuição do caudal é ainda menor, 2,79% para um aumento da rugosidade até 10 μm , 4,43% para rugosidade entre 10 e 50 μm e 4,72% de 50 a 100 μm . Finalmente, $SP = 7$ mm apresenta a menor diminuição, 2,50% até 10 μm , 3,95% para valores de 10 a 50 μm e 4,21% de 50 a 100 μm .

A diminuição do caudal mássico primário, embora pouco significativa, é maior para valores de temperatura de gerador mais elevados, pois o aumento da temperatura do gerador, apesar de fornecer um caudal mássico primário mais elevado, tem pouca influência na diminuição do mesmo, uma vez que, para a temperatura mais elevada do gerador, 90°C ($P_g=2502$ kPa), a diferença máxima é de 0,08% (figura 22 (d)) comparativamente com a temperatura mais baixa, 75°C ($P_g=1787$ kPa) (figura 22 (a)), para todas as posições do *spindle*.

Com o aumento da posição do *spindle*, a restrição imposta ao escoamento primário diminui, por isso, verifica-se que o aumento da rugosidade da parede do ejetor afeta menos o caudal mássico primário para SP mais elevadas, uma vez que, para posições do *spindle* superiores a 4 mm, o caudal mássico deixa de ser influenciado pela posição do *spindle*. Desta forma, o caudal mássico primário é mais sensível à alteração da rugosidade para $SP = 3$ mm.

4.2.2. Efeito da rugosidade da parede no caudal secundário

Nesta secção apresentam-se os resultados da influência da rugosidade da parede do ejetor no caudal mássico secundário para as quatro posições do *spindle* consideradas.

A figura 23 apresenta o caudal mássico secundário em função da rugosidade da parede do ejetor. Para este caso, seleccionou-se a temperatura de gerador de 90°C ($P_g=2502$ kPa) e a de condensação de 30°C ($P_c=589,4$ kPa), assegurando que, para qualquer posição do *spindle*, o ejetor se encontra a funcionar no modo crítico. Com base nesta, constata-se que o caudal mássico secundário diminui com o aumento da rugosidade da parede, sendo que a diminuição do caudal é maior quanto maior for o valor da rugosidade. O caudal mássico secundário apresenta valores muito próximos para todas as posições do *spindle*, à exceção da posição de 3 mm.

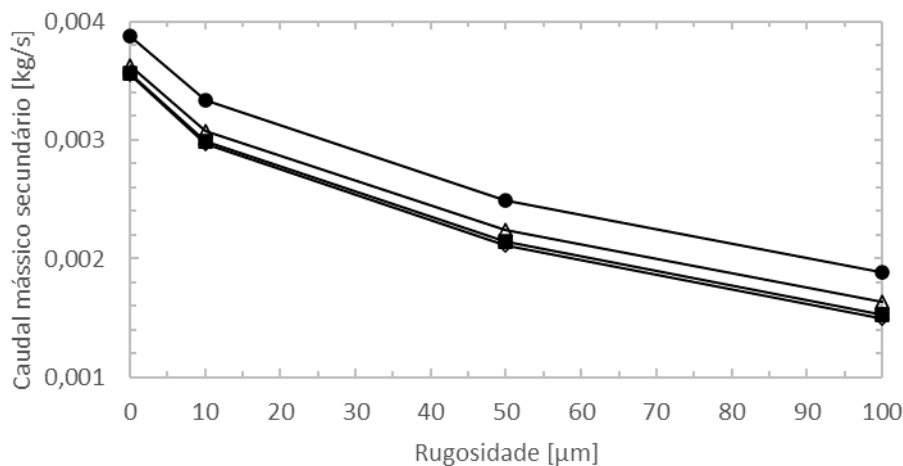


Figura 23 - Caudal mássico secundário em função da rugosidade, para SP=3, 4, 5 e 7 mm, $T_g=90^\circ\text{C}$ e $T_c=30^\circ\text{C}$.

Sabendo que ocorre uma diminuição do caudal mássico primário devido à influência da rugosidade do ejetor, haverá, consequentemente, uma diminuição do caudal mássico secundário arrastado. No entanto a rugosidade tem maior influência no caudal mássico secundário. Deste modo, para SP = 3 mm e T_g de 90°C ($P_g=2502$ kPa), o aumento de 10 μm provoca a diminuição de 13,93% em relação ao caudal mássico secundário arrastado na condição de parede lisa, para valores compreendidos entre 10 e 50 μm , a diminuição é 35,60% e, para valores superiores a 50 até 100m μm , é de 51,44%. Com o aumento da posição do *spindle*, a diminuição é mais acentuada devido ao aumento do caudal mássico primário que circula no ejetor. Assim, para o valor de 10

μm a variação do caudal é maior 2,49%, para 50 μm , 4,94% e para 100 μm , 6,28% considerando a $SP = 7\text{ mm}$ que corresponde à posição do *spindle* mais afastada.

4.2.3. Efeito da rugosidade da parede na taxa de arrastamento

Como se viu nas Secções 4.2.1. e 4.2.2., o aumento da rugosidade da parede provoca uma diminuição do caudal mássico primário, de um modo geral, em cerca de 6%, enquanto a diminuição do caudal mássico secundário varia entre 40 e 60%. A taxa de arrastamento do ejedor é função destes dois caudais, por essa razão, a rugosidade da parede do ejedor terá também influência na λ . Uma vez que o caudal mássico secundário tem uma diminuição de forma mais acentuada com a rugosidade, comparativamente com o caudal mássico primário, espera-se que a taxa de arrastamento diminua também com o aumento da rugosidade da parede.

A figura 24 apresenta a taxa de arrastamento em função da rugosidade da parede e $SP = 3, 4, 5, 7\text{ mm}$, de um ejedor a funcionar em regime crítico ($T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502\text{ kPa}$) e $T_c=30^\circ\text{C}$ ($P_c=589,4\text{ kPa}$)). Tal como esperado, a taxa de arrastamento diminui com o aumento da rugosidade. Assim, para $SP = 3\text{ mm}$ e rugosidade de 10 μm , a taxa de arrastamento diminui 10,84% em relação à taxa de arrastamento obtida para a parede lisa, para 50 μm , a diminuição é de 31,97% e, para 100 μm , a taxa de arrastamento baixa 48,58%. O aumento da posição do *spindle*, considerando $SP = 7\text{ mm}$ a posição do *spindle* mais afastada, resulta numa diferença de 3,39% a 7,37% em relação a $SP = 3\text{ mm}$. Com os dados apresentados na figura 23, verifica-se também que a taxa de arrastamento assume uma evolução praticamente coincidente, para $SP = 5\text{ mm}$ e $SP = 7\text{ mm}$.

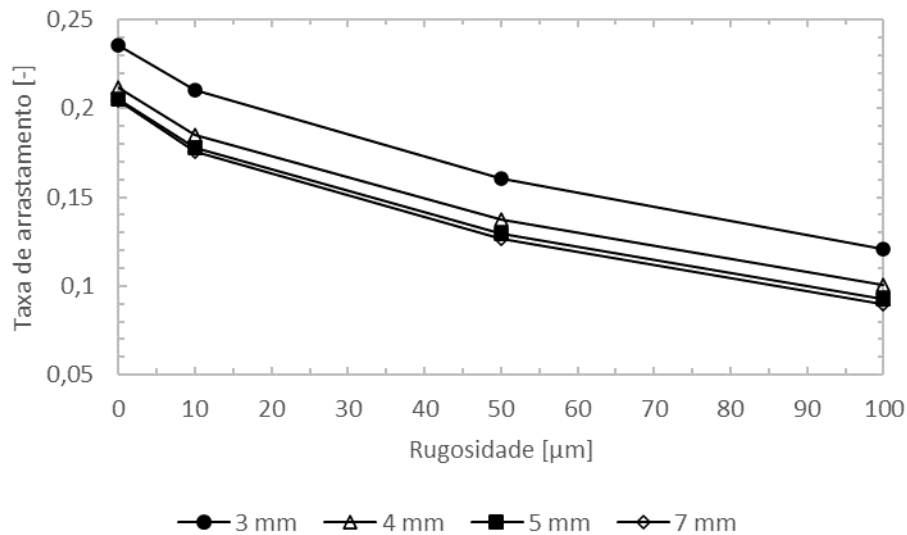


Figura 24 - Taxa de arrastamento em função da rugosidade para $SP=3, 4, 5$ e 7 mm, $T_g = 90^\circ\text{C}$ e $T_c = 30^\circ\text{C}$.

De modo geral, a rugosidade da parede afeta fortemente o escoamento do fluido de trabalho no interior do ejedor. Desta forma, o aumento da rugosidade da parede traduz-se numa diminuição da energia cinética do escoamento ao longo da secção constante e do difusor (ver figura 20) por outro lado, a pressão estática no interior da secção constante do ejedor aumenta (ver figura 19). O trabalho expansão do escoamento primário é reduzido devido às perdas introduzidas pela fricção criada entre a parede do ejedor e o escoamento primário e, por esse motivo, a velocidade do escoamento primário diminui.

A diminuição da velocidade do escoamento primário resulta numa diminuição da tensão de corte entre o escoamento primário e escoamento secundário e, consequentemente na diminuição da taxa de arrastamento. A pressão na entrada da secção de área constante aumenta, reduzindo a diferença entre esta e a pressão na entrada da câmara de sucção e, por isso, o caudal mássico secundário que entra é menor [75].

4.2.4. Efeito da rugosidade da parede na contrapressão crítica

Nesta secção analisam-se os resultados obtidos para as posições do *spindle* de 3, 4, 5 e 7 mm, considerando rugosidades de 0, 10, 50 e 100 μm .

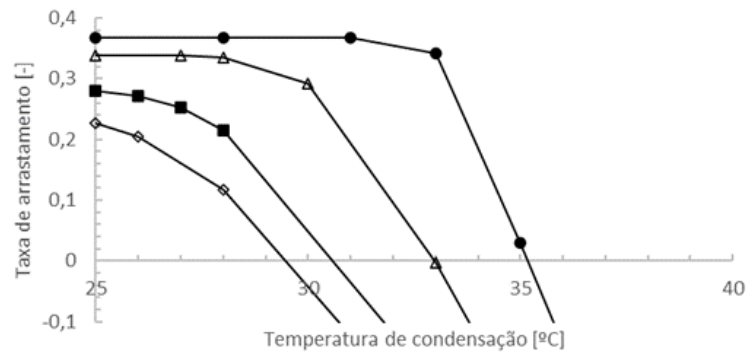
4.2.4.1. Posição do *spindle* de 3 mm

A figura 25 apresenta as curvas operacionais do ejetor para $SP=3$ mm e para os valores de 0, 10, 50 e 100 μm da rugosidade e vários valores de temperatura de gerador. Para $T_g=75^\circ\text{C}$ ($P_g=1787$ kPa) (figura 25 (a)), na condição de parede lisa, λ é igual a 0,37 e a temperatura de condensação, que corresponde à contrapressão crítica do ejetor é 31°C ($P_c^*=609,3$ kPa). Considerando uma rugosidade de 10 μm , a temperatura crítica é 28°C ($P_c^*=550,7$ kPa) e λ baixa para 0,34. Para rugosidades de 50 e 100 μm , o caudal escoamento secundário não ficou estrangulado para valores da temperatura de condensação simuladas, concluindo que o ejetor funcionou em regime subcrítico.

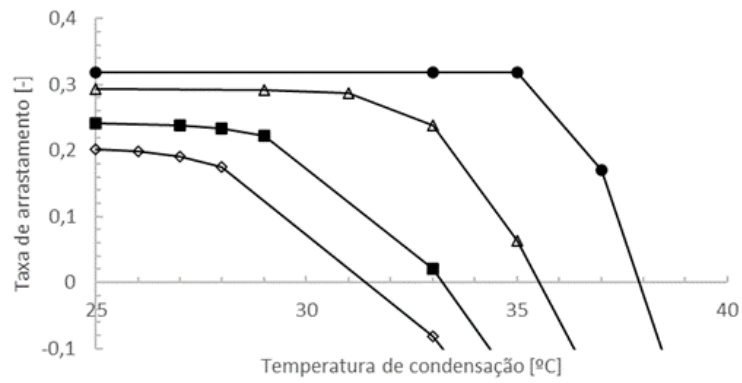
Considerando $T_g=80^\circ\text{C}$ ($P_g=2006$ kPa) (figura 25 (b)), verifica-se que a temperatura de condensação crítica do ejetor, para 0 μm , é 35°C ($P_c^*=693,5$ kPa) e $\lambda=0,32$, para 10 μm é 31°C ($P_c^*=609,3$ kPa) e λ diminui para 0,29, para 50 μm é 28°C ($P_c^*=550,7$ kPa) e $\lambda=0,24$ e, finalmente, para 100 μm , a T_c crítica é 26°C ($P_c^*=513,7$ kPa) e λ baixa para 0,20.

Para a temperatura de gerador de 85°C ($P_g=2244$ kPa) (figura 25 (c)) e para a rugosidade nula da parede, a temperatura crítica é 37°C ($P_c^*=738,3$ kPa), correspondendo $\lambda=0,27$. Para 10 μm , a T_c crítica é 33°C ($P_c^*=650,5$ kPa) e $\lambda=0,25$. Para 50 μm , a temperatura crítica é 31°C ($P_c^*=609,3$ kPa) e $\lambda=0,20$ e, finalmente, para 100 μm , a temperatura crítica é igual 29°C ($P_c^*=532,0$ kPa) e a taxa de arrastamento diminui para 0,16.

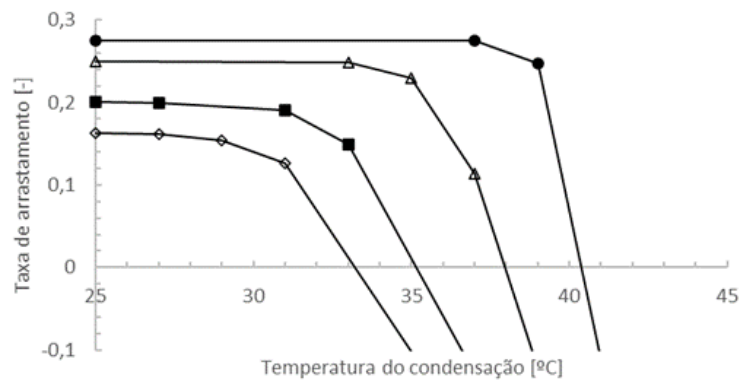
Por fim, para a temperatura do gerador mais elevada, 90°C ($P_g=2502$ kPa) (figura 25 (d)). Quando a rugosidade da parede é de 0 μm , a temperatura crítica é 41°C ($P_c^*=833,6$ kPa) e $\lambda=0,24$, aumentando a rugosidade para 10 μm , a temperatura crítica passa a ser 37°C ($P_c^*=738,3$ kPa) e $\lambda=0,21$, continuando a aumentar a rugosidade para 50 μm , a temperatura crítica é igual a 33°C ($P_c^*=738,3$ kPa) e $\lambda=0,16$ e, por fim, para 100 μm , a temperatura crítica desce para 30°C ($P_c^*=589,4$ kPa), e a taxa de arrastamento é 0,12.



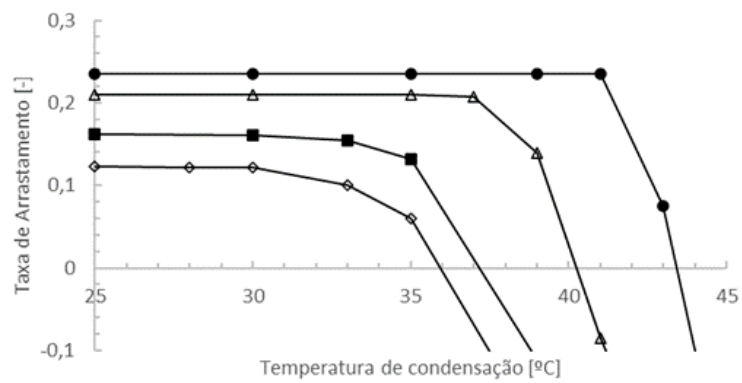
(a) —●— 0 μm —▲— 10 μm —■— 50 μm —◇— 100 μm



(b) —●— 0 μm —▲— 10 μm —■— 50 μm —◇— 100 μm



(c) —●— 0 μm —▲— 10 μm —■— 50 μm —◇— 100 μm



(d) —●— 0 μm —▲— 10 μm —■— 50 μm —◇— 100 μm

Figura 25 – Curvas operacionais do ejetor para $SP=3\text{ mm}$, (a) $T_g=75^\circ\text{C}$; (b) $T_g=80^\circ\text{C}$, (c) $T_g=85^\circ\text{C}$ e (d) $T_g=90^\circ\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm .

4.2.4.2. Posição do *spindle* de 4 mm

Na figura 26 apresentam-se as curvas operacionais do ejetor, para $SP = 4$ mm, para os valores de 0, 10, 50 e 100 μm de rugosidade e para os valores de temperatura de gerador de 75°C ($P_g=1787$ kPa) (figura 26 (a)), 80°C ($P_g=2006$ kPa) (figura 26 (b)), 85°C ($P_g=2244$ kPa) (figura 26 (c)) e 90°C ($P_g=2502$ kPa) (figura 26 (d)). Analisando a figura 26, verifica-se que as curvas operacionais têm um comportamento semelhante às curvas obtidas para $SP = 3$ mm. No entanto, como se viu anteriormente, o caudal mássico primário é maior para $SP = 4$ mm (ver figura 17), resultando numa diminuição da taxa de arrastamento e num aumento da temperatura crítica de condensação. A temperatura crítica e a taxa de arrastamento, em função da temperatura de gerador e para cada valor de rugosidade são apresentadas na Tabela 14. No caso de $T_g=75^\circ\text{C}$ e rugosidade de 100 μm , o valor de T_c^* não consta na tabela, pois, para as temperaturas simuladas, o ejetor funcionou em regime subcrítico (ver figura 26 (a)).

Tabela 14 - T_c^* e λ para $SP=4$ mm, $T_g=75, 80, 85$ e 90°C e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm

T_g [°C]	Rugosidade [μm]	T_c^* [°C]	λ [-]
75	0	33	0,34
	10	29	0,31
	50	26	0,26
	100	-	0,22
80	0	35	0,29
	10	31	0,26
	50	29	0,22
	100	27	0,18
85	0	39	0,25
	10	35	0,22
	50	31	0,18
	100	28	0,14
90	0	42	0,21
	10	37	0,19
	50	33	0,14
	100	31	0,10

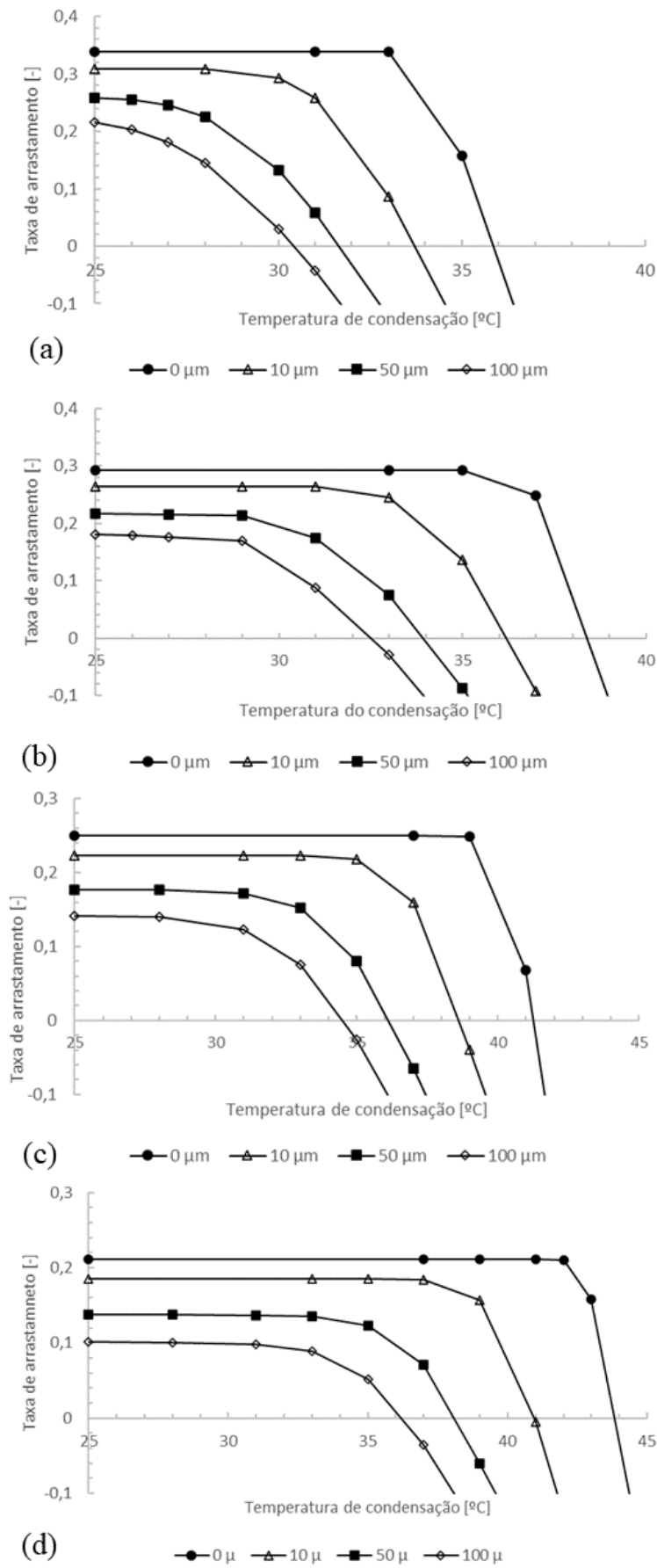


Figura 26 - Curvas operacionais do ejetor para $SP=4\text{ mm}$, (a) $T_g=75^\circ\text{C}$; (b) $T_g=80^\circ\text{C}$, (c) $T_g=85^\circ\text{C}$ e (d) $T_g=90^\circ\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm .

4.2.4.3. Posição do *spindle* de 5 mm

Na figura 27 encontram-se as curvas operacionais do ejetor, considerando $SP = 5$ mm, para os valores de 0, 10, 50 e 100 μm de rugosidade e para as temperaturas de gerador de 75°C ($P_g=1787$ kPa) (figura 27 (a)), 80°C ($P_g=2006$ kPa) (figura 27 (b)), 85°C ($P_g=2244$ kPa) (figura 27 (c)) e 90°C ($P_g=2502$ kPa) (figura 27 (d)). Para esta posição do *spindle*, a temperatura crítica e a taxa de arrastamento, em função da temperatura do gerador vem na Tabela 15. Comparando com a Tabela 14, verifica-se que as temperaturas críticas obtidas são muito próximas das obtidas para $SP = 4$ mm enquanto λ sofre diminuição de 0,01 para todos valores de rugosidade e temperaturas de gerador simulados.

Tabela 15 - T_c^* e λ para $SP=5$ mm, $T_g=75, 80, 85$ e 90°C e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm

T_g [°C]	Rugosidade [μm]	T_c^* [°C]	λ [-]
75	0	33	0,33
	10	28	0,30
	50	27	0,25
	100	25	0,21
80	0	35	0,28
	10	30	0,26
	50	28	0,21
	100	27	0,17
85	0	39	0,24
	10	35	0,22
	50	30	0,17
	100	30	0,14
90	0	42	0,21
	10	35	0,18
	50	33	0,13
	100	31	0,09

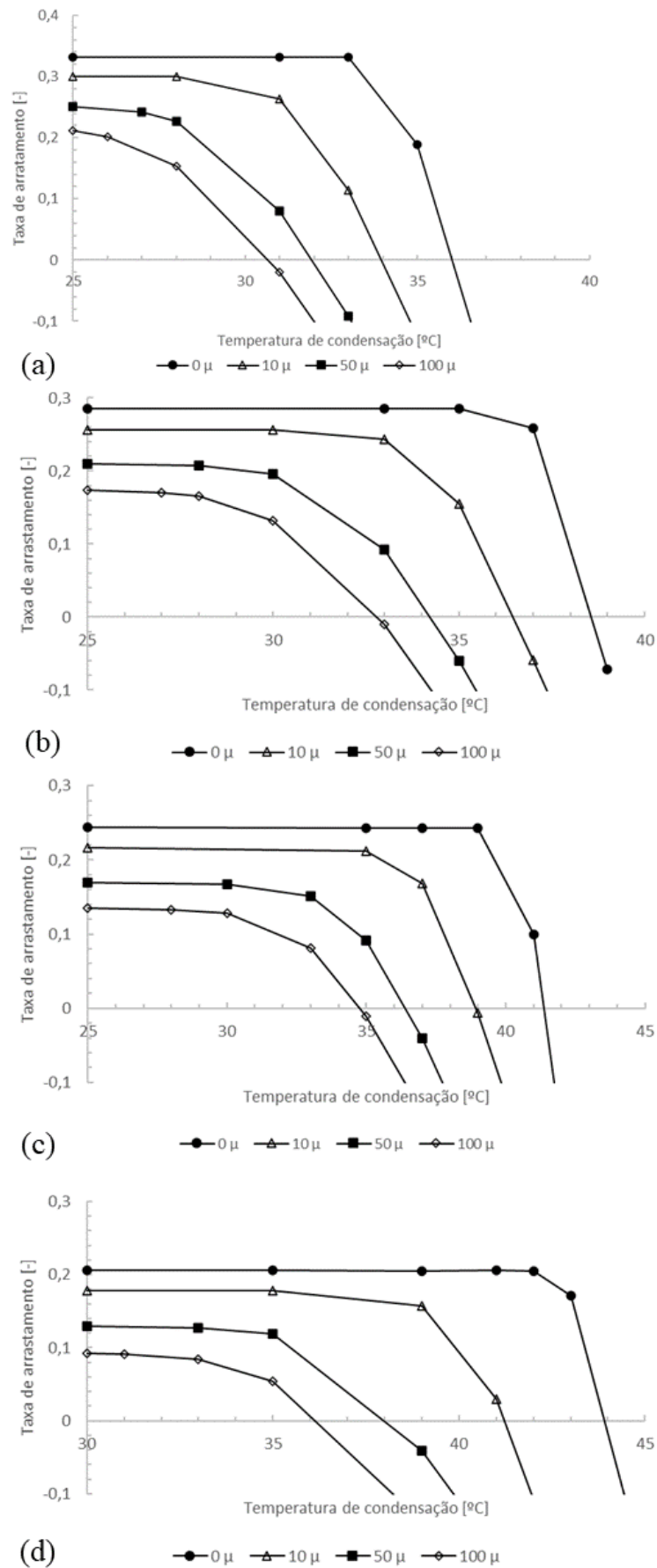


Figura 27 - Curvas operacionais do ejetor para $SP=5\text{ mm}$, (a) $T_g=75^\circ\text{C}$; (b) $T_g=80^\circ\text{C}$, (c) $T_g=85^\circ\text{C}$ e (d) $T_g=90^\circ\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm .

4.2.4.4. Posição do *spindle* de 7 mm

Finalmente, a figura 28 apresenta as curvas operacionais do ejetor para a posição mais afastada do *spindle* (SP = 7 mm), para os vários valores de rugosidade e temperaturas de gerador de 75°C ($P_g=1787$ kPa) (figura 28 (a)), 80°C ($P_g=2006$ kPa) (figura 28 (b)), 85°C ($P_g=2244$ kPa) (figura 28 (c)) e 90°C ($P_g=2502$ kPa) (figura 28 (d)). Os valores da temperatura crítica de condensação e da taxa de arrastamento, para os valores de T_g e de rugosidade encontram-se na Tabela 16. Esta SP, para os vários valores de rugosidade, apresenta os valores da temperatura crítica de condensação mais elevados, em contrapartida, os valores da taxa de arrastamento são inferiores aos obtidos para as posições do *spindle* anteriores. No entanto, comparativamente aos resultados obtidos para SP=5 mm, os valores de T_c^* são muito próximos assim como os valores da taxa de arrastamento, devido ao facto do caudal mássico primário e secundário se manterem inalterados para SP > 4 mm (ver figura 17).

Tabela 16 - T_c^* e λ para SP=7 mm, $T_g=75, 80, 85$ e 90°C e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm

T_g [°C]	Rugosidade [μm]	T_c^* [°C]	λ [-]
75	0	33	0,33
	10	30	0,30
	50	27	0,25
	100	25	0,21
80	0	35	0,28
	10	30	0,25
	50	28	0,21
	100	28	0,17
85	0	39	0,24
	10	35	0,21
	50	31	0,17
	100	28	0,13
90	0	43	0,20
	10	35	0,18
	50	30	0,13
	100	30	0,09

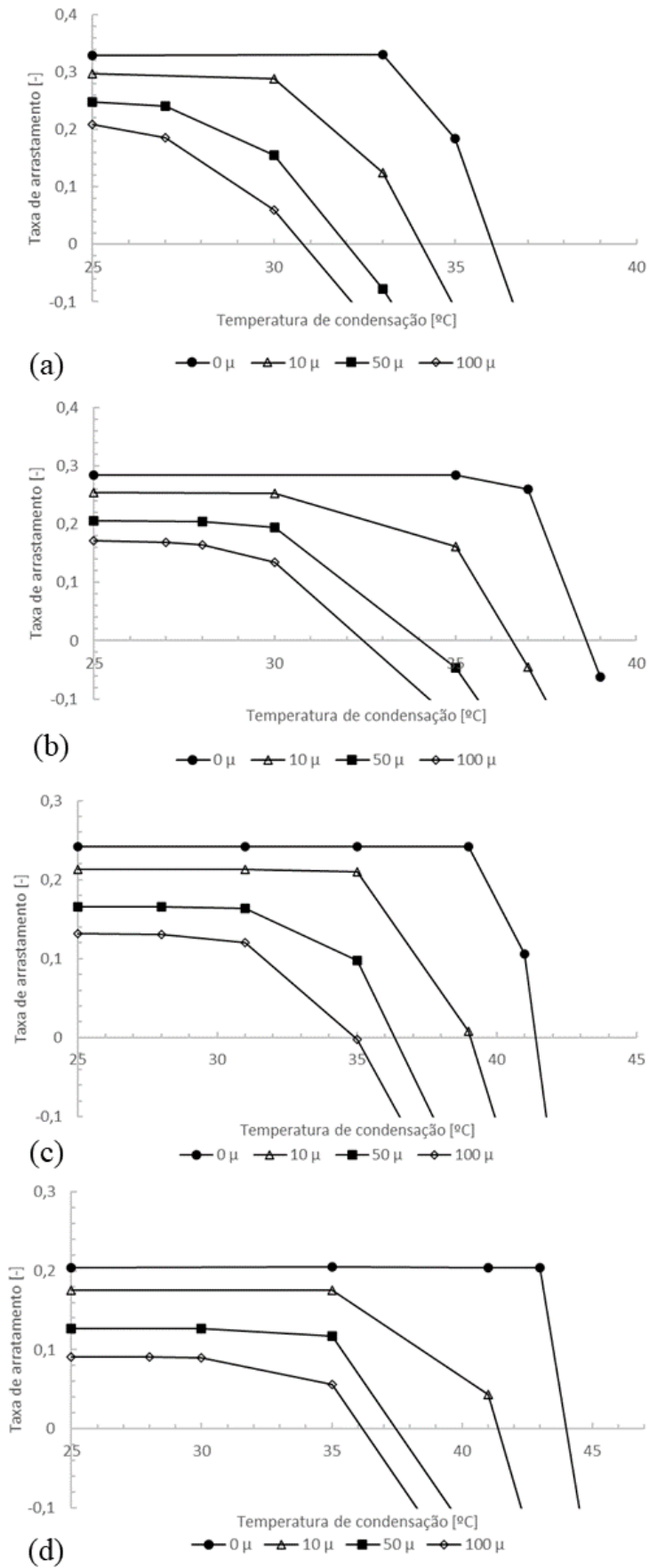


Figura 28 - Curvas operacionais do ejetor para $SP=7\text{ mm}$, (a) $T_g=75^\circ\text{C}$; (b) $T_g=80^\circ\text{C}$, (c) $T_g=85^\circ\text{C}$ e (d) $T_g=90^\circ\text{C}$ e rugosidade de 0, 10, 50 e 100 μm .

4.2.4.5. Análise do efeito da rugosidade na contrapressão crítica do ejedor

A Tabela 17 resume a variação da temperatura crítica (ΔT_c^*), para os valores de rugosidade de 10, 50 e 100 μm , em relação à temperatura crítica obtida para a rugosidade nula da parede ($T_{c,0\mu\text{m}}^*$), para os vários valores de temperatura de gerador e para as várias posições do *spindle*.

Tabela 17 - Resumo da variação da temperatura crítica de condensação

T_g [°C]	ΔT_c^* [°C]	SP=3mm	SP=4mm	SP=5mm	SP=7mm
75	$\Delta T_c^* = T_{c,10\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	3	4	5	3
	$\Delta T_c^* = T_{c,50\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	-	7	6	6
	$\Delta T_c^* = T_{c,100\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	-	-	8	8
80	$\Delta T_c^* = T_{c,10\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	4	4	5	5
	$\Delta T_c^* = T_{c,50\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	7	6	7	7
	$\Delta T_c^* = T_{c,100\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	9	8	8	7
85	$\Delta T_c^* = T_{c,10\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	4	4	4	4
	$\Delta T_c^* = T_{c,50\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	6	8	9	8
	$\Delta T_c^* = T_{c,100\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	8	11	9	11
90	$\Delta T_c^* = T_{c,10\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	4	5	7	8
	$\Delta T_c^* = T_{c,50\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	8	9	9	13
	$\Delta T_c^* = T_{c,100\mu\text{m}}^* - T_{c,0\mu\text{m}}^*$	11	11	11	13

A partir da Tabela 17, verifica-se que o aumento de 10 μm no valor da rugosidade tem menor impacto na temperatura crítica de condensação, para SP = 3 mm, resultando numa diminuição de 3 a 4°C, para todas as temperaturas de gerador. Para SP = 4 mm e SP = 5 mm, a diminuição é de 4 a 5°C para todas as T_g , exceto para $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502$ kPa), em que a diminuição é de 5 a 7°C. Para SP = 7 mm, a rugosidade de 10 μm na diminuição da T_c^* em 3 a 5°C para todos os valores de T_g , excluindo $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502$ kPa), em que T_c^* baixa 8°C.

Para um valor de 50 μm de rugosidade, a diminuição da temperatura crítica é de 6 a 7°C, para todas as posições do *spindle* quando $T_g=75^\circ\text{C}$ ($P_g=1787$ kPa) ou $T_g=80^\circ\text{C}$ ($P_g=2006$ kPa). Para os restantes valores de T_g , a temperatura crítica diminui 6 a 9°C, fora quando SP = 7 mm e $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502$ kPa), em que a diminuição é de 13°C.

Por fim, para um valor igual a 100 μm , o impacto da rugosidade resulta na diminuição da temperatura crítica de condensação em 8 a 9°C, para todas as posições do spindle e $T_g=75^\circ\text{C}$ ($P_g=1787$ kPa) ou $T_g=80^\circ\text{C}$ ($P_g=2006$ kPa) enquanto para $T_g=85^\circ\text{C}$ ($P_g=2244$ kPa) e $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502$ kPa), a temperatura crítica diminui 8 a 11°C, salvo para SP = 7 mm e $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502$ kPa), em que a diminuição é de 13°C.

De um modo geral, o valor de 10 μm de rugosidade de parede tem menor impacto na temperatura crítica de condensação para SP = 3 mm, independentemente do valor de temperatura de gerador adotado. Pelo contrário, a maior influência deste valor de rugosidade regista-se para SP = 7 mm, que tem tendência a aumentar com o aumento da T_g . Para o valor de 50 μm de rugosidade, verifica-se que, a diminuição é maior para temperaturas mais elevadas de gerador. De igual modo, para 100 μm de rugosidade, assiste-se à diminuição mais acentuada da temperatura crítica de condensação quanto maior for a temperatura do gerador seleccionada.

Juntamente com a diminuição da temperatura crítica de condensação, ocorre a diminuição da taxa de arrastamento. A Tabela 18 apresenta a diminuição da taxa de arrastamento ($\Delta\lambda$), para os valores de rugosidade de 10, 50 e 100 μm , em relação à taxa de arrastamento obtida para condição de parede lisa ($\lambda_{0,\mu\text{m}}$) para cada valor de T_g e de SP.

Tabela 18 - Resumo da variação da taxa de arrastamento

T_g [°C]	$\Delta\lambda$ [%]	SP=3mm	SP=4mm	SP=5mm	SP=7mm
75	$\Delta\lambda_{10\mu\text{m}}$	8,1	8,7	9,3	9,5
	$\Delta\lambda_{50\mu\text{m}}$	-	23,7	24,3	24,6
	$\Delta\lambda_{100\mu\text{m}}$	-	-	36,3	36,4
80	$\Delta\lambda_{10\mu\text{m}}$	8,0	9,3	10,0	10,5
	$\Delta\lambda_{50\mu\text{m}}$	24,4	25,6	26,5	27,3
	$\Delta\lambda_{100\mu\text{m}}$	36,8	37,9	38,8	39,5
85	$\Delta\lambda_{10\mu\text{m}}$	9,3	10,4	11,2	11,8
	$\Delta\lambda_{50\mu\text{m}}$	27,1	29,2	30,4	31,3
	$\Delta\lambda_{100\mu\text{m}}$	40,9	43,4	44,6	45,6
90	$\Delta\lambda_{10\mu\text{m}}$	10,8	12,4	13,5	14,2
	$\Delta\lambda_{50\mu\text{m}}$	31,4	35,0	36,9	37,9
	$\Delta\lambda_{100\mu\text{m}}$	47,6	52,3	54,9	55,5

Como se viu, o aumento da temperatura do gerador e o aumento da posição do *spindle* leva a uma diminuição da taxa de arrastamento (ver figura 18). Através da análise da Tabela 18, pode-se constatar que, da mesma forma, o aumento de 10 μm de rugosidade leva a uma diminuição da taxa de arrastamento maior para valores de temperatura mais elevados, assim como valores de SP mais afastados. De igual modo, para valores de 50 e 100 μm , a evolução da taxa de arrastamento é semelhante.

A diminuição da temperatura crítica de condensação e, correspondentemente, da contrapressão crítica, com o aumento da rugosidade da parede do ejetor era esperada porque, o aumento da rugosidade aumenta a fricção entre o fluido e as paredes do ejetor que se traduz em perdas ao longo do ejetor. Deste modo, a rugosidade da parede diminui a capacidade de o ejetor funcionar com contrapressões mais elevadas, resultando na diminuição da temperatura à qual o calor pode ser rejeitado.

A figura 29 apresenta a distribuição do número de Mach, para $SP = 7 \text{ mm}$, $T_g=90^\circ\text{C}$ ($P_g=2502 \text{ kPa}$), $T_c=41^\circ\text{C}$ ($P_c=883,6 \text{ kPa}$) e para valores de rugosidade simulados. Esta figura comprova o facto de a rugosidade diminuir a capacidade do ejetor funcionar com temperaturas de condensação mais elevadas e, consequentemente, com contrapressões mais elevadas. Assim, na figura 29 (a) o ejetor encontra-se a funcionar no modo crítico, para a rugosidade da parede nula. Com o aumento da rugosidade para 10 μm , nestas condições de funcionamento, o ejetor passa a funcionar no modo subcrítico, deixando o escoamento secundário de estar estrangulado (figura 29 (b)). Para valores de rugosidade de 50 μm (figura 29 (c)) e 100 μm (figura 29 (d)), o ejetor deixa de ser funcional, passando a haver escoamento invertido através da entrada secundária.

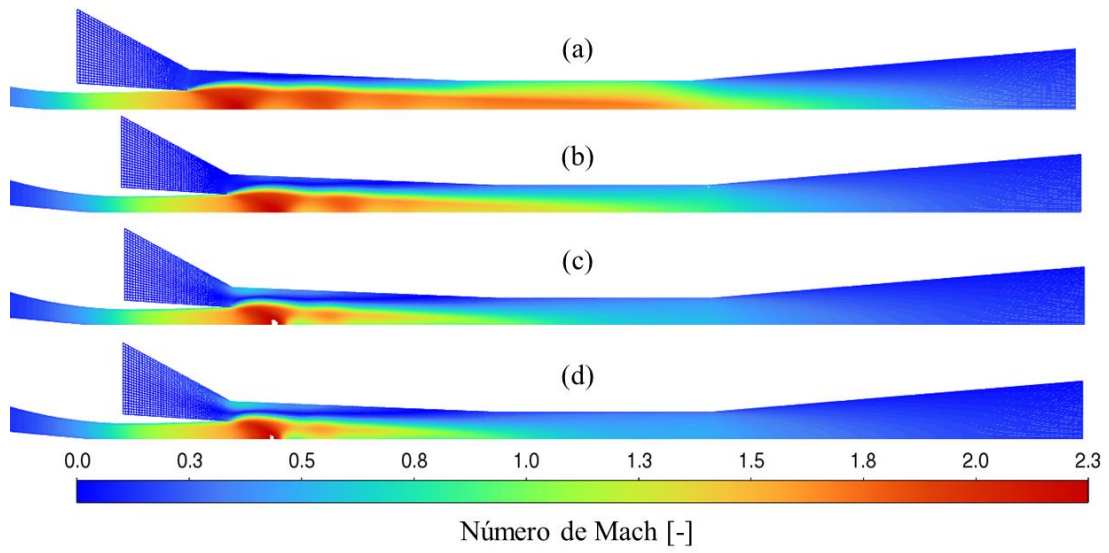


Figura 29 - Distribuição do número de Mach, para $SP=7mm$, $T_g=90^\circ C$, $T_c=41^\circ C$ e (a) $0 \mu m$, (b) $10 \mu m$, (c) $50 \mu m$ e (d) $100 \mu m$.

5. Conclusões e sugestões para trabalhos futuros

5.1. Conclusões

No presente trabalho avaliou-se o efeito da rugosidade da parede no desempenho de um ejedor supersônico. Para este fim, utilizou-se um modelo CFD em que o escoamento foi assumido axissimétrico, turbulento, compressível e com paredes adiabáticas. As condições de fronteira consideradas foram adequadas para um ar condicionado acionado por energia solar térmica compatível com um clima moderado. O fluido de trabalho simulado foi o R152a, sem mudança de fase assumindo o comportamento de gás perfeito na determinação das suas propriedades. Os valores da rugosidade simulados foram selecionados tendo em conta os valores típicos resultantes das tecnologias de fabrico dos ejtores.

Os resultados das simulações indicam que a rugosidade do ejedor tem impacto na distribuição da pressão estática e do número de Mach. Deste modo, o aumento da rugosidade desloca a primeira onda de choque em direção ao bocal primário e diminui a intensidade da sucessão de ondas de choque que ocorre após a primeira onda de choque. No difusor, a onda de choque responsável pela compressão do escoamento, com o aumento da rugosidade, desloca-se para a entrada do difusor e diminui a intensidade.

Para o ejedor considerado, o aumento da rugosidade resultou numa diminuição do caudal mássico primário até 6% e do caudal mássico secundário até 60% em relação aos valores obtidos para o ejedor com paredes lisas. Consequentemente, a taxa de arrastamento diminuiu até 55% para as condições de funcionamento simuladas neste trabalho.

O desempenho do ejedor é tipicamente avaliado através da taxa de arrastamento. A rugosidade, de modo geral, provoca a diminuição da taxa de arrastamento levando à diminuição da eficiência energética do ciclo, pois o trabalho de expansão do fluido é reduzido devido às perdas introduzidas pela fricção criada entre a parede do ejedor e o escoamento primário. Por esse motivo, a velocidade do escoamento primário diminui,

resultando numa diminuição do escoamento secundário e, conseqüentemente na diminuição da taxa de arrastamento.

A temperatura crítica de condensação define a temperatura máxima à qual o calor pode ser rejeitado para o meio ambiente, sem prejudicar capacidade de arrefecimento do ciclo. Do mesmo modo a diminuição da contrapressão crítica com o aumento da rugosidade, traduz-se também numa diminuição da temperatura à qual o calor pode ser rejeitado para o meio ambiente, numa variação que pode ir até 13°C, para o intervalo de rugosidades simuladas. Pelo contrário, na condição de parede lisa, o ejetor mantém o escoamento estrangulado para temperaturas de condensador mais elevados. Isto destaca a importância da seleção dos processos tecnológicos de fabrico dos ejetores supersônicos no seu desempenho. Desta forma, caso não se considerasse a rugosidade da parede do ejetor, resultaria num sistema de refrigeração que seria dimensionado incorretamente, pois, para a capacidade de refrigeração pretendida, o seu funcionamento seria limitado pela temperatura crítica.

Com base nos resultados obtidos, pode-se concluir que, interação entre o fluido de trabalho e a parede do ejetor não pode ser desprezada na avaliação do desempenho do ejetor.

5.2. Sugestões para trabalhos futuros

Perante os resultados obtidos, de modo a complementar o trabalho desenvolvido, sugere-se:

- Estender o estudo do efeito da rugosidade no desempenho de um ejetor supersônico considerando as propriedades reais do fluido de trabalho R152a, devido à dificuldade de determinação das propriedades do fluido a altas pressões e baixa temperatura.
- Integrar no modelo a possibilidade da mudança de fase do fluido de trabalho uma vez que o escoamento supersônico atinge temperaturas baixas que podem induzir ao fenómeno de nucleação no estado de não-equilíbrio.
- A utilização de outros modelos de turbulência, de maneira a comparar os resultados.

- Realizar uma análise mais sensível num intervalo pequeno de rugosidades de modo a determinar a rugosidade crítica que, para uma dada condição de funcionamento, provoque a passagem do modo crítico para o modo subcrítico do ejetor.

6. Bibliografia

1. IRENA, I., REN21, *Renewable Energy Policies in a Time of Transition Heating and Cooling*. 2020.
2. Saleh, B., *Performance analysis and working fluid selection for ejector refrigeration cycle*. Applied Thermal Engineering, 2016. **107**: p. 114-124.
3. Eurostat. *Share of renewable energy more than doubled between 2004 and 2019*. Renewable energy statistics - Statistics Explained 2020; Available from: https://ec.europa.eu/eurostat/statistics-explained/index.php?title=Renewable_energy_statistics#Share_of_renewable_energy_more_than_doubled_between_2004_and_2019.
4. Bourhan M. Tashtoush, M.d.A.A.-N., Mohammad A. Khasawneh, *A comprehensive review of ejector design, performance, and applications*. Applied Energy, 2019. **240**: p. 138-172.
5. Jianyong Chen, S.J., Hans Havtun, Björn Palm, *A review on versatile ejector applications in refrigeration systems*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2015. **49**: p. 67-90.
6. Szabolcs Varga, P.M.S.L., Armando C. Oliveira, *CFD study of a variable area ratio ejector using R600a and R152a refrigerants*. International Journal of Refrigeration, 2013. **36**(1): p. 157-165.
7. Y. Bartosiewicz, Z.A., P. Desevaux, Yves Mercadier, *Numerical and experimental investigations on supersonic ejectors*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2005. **26**(1): p. 56-70.
8. Jessica Settino, T.S., Christopher Micallef, Mario Farrugia, Cyril Spiteri Staines, John Licari, Alexander Micallef, *Overview of solar technologies for electricity, heating and cooling production*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2018. **90**: p. 892-909.
9. Charles E. Gullledge, D.K. *Heating, Ventilating, Air-Conditioning, And Refrigerating Engineering*. 2016 [cited 2021; Available from: <https://www.wbdg.org/design-disciplines/hvac-refrigerating-engineering>].

10. Burkhard Sanner, L.A., Margarita De Gregorio, Nicolas Février, Walter Haslinger, Attila Kujbus, Simone Landolina, Wolfram Sparber, Gerhard Stryi-Hipp, Wim van Helden, Werner Weiss, *Strategic Research and Innovation Agenda for Renewable Heating & Cooling*, ed. S.o.t.E.T. Platform and o.R.H.a. Cooling. 2013.
11. *Mapping and analyses of the current and future (2020-2030) heating/cooling fuel deployment(fossil/renewables)*. 2016, European Commission.
12. Burkhard Sanner, R.K., Anna Land, Kari Mutka, Philippe Papillon, Gerhard Stryi-Hipp, Werner Weiss, *Common Vision for the Renewable Heating & Cooling sector in Europe*, ed. S.o.t.E.T.E. Commission and E.C. Platform on Renewable Heating and Cooling. 2011.
13. Xiaolin Wang, M.D., *Influencing factors on the energy saving performance of battery storage and phase change cold storage in a PV cooling system*
Energy and Buildings, 2015. **107**: p. 84-92.
14. Sanja Potrč, L.Č., MarianoMartin, Zdravko Kravanja, *Sustainable renewable energy supply networks optimization – The gradual transition to a renewable energy system within the European Union by 2050*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2021. **146**.
15. Joeri Rogelj, M.S., Malte Meinshausen, Reto Knutti, Joseph Alcamo, Keywan Riahi, William Hare, *Zero emission targets as long-term global goals for climate protection*. Environmental Research Letters, 2015. **10**.
16. Commission, E., *Communication from the commission to the european parliament, the european council, the council, the european economic and social committee, the committee of the regions and the european investment bank*, in *A Clean Planet for all*
A European strategic long-term vision for a prosperous, modern, competitive and climate neutral economy 2018. p. 29.
17. K.J. Chua, S.K.C., W.M. Yang, *Advances in heat pump systems: A review*. Applied Energy, 2010. **87**(12): p. 3611-3624.
18. Eneja Osterman, U.S., *Review on compression heat pump systems with thermal energy storage for heating and cooling of buildings*. Journal of Energy Storage, 2021. **39**.

19. M.A. Sayegh, P.J., B.P. Axcell, E. Niemierka, K. Bryś, H. Jouhara, *Heat pump placement, connection and operational modes in European district heating*. Energy and Buildings, 2018. **166**: p. 122-144.
20. Chasik Park, H.L., Yunho Hwang, Reinhard Radermacher, *Recent advances in vapor compression cycle technologies*. International Journal of Refrigeration, 2015. **60**: p. 118-134.
21. Matheus Coitinho Constantino, F.T.K., *Evaluation of pressure drop effect on COP of single-stage vapor compression refrigeration cycles*. Thermal Science and Engineering Progress, 2021.
22. Cordin Arpagaus, F.B., Jürg Schiffmann, Stefan S. Bertsch, *Multi-temperature heat pumps: A literature review*. International Journal of Refrigeration, 2016. **69**: p. 437-465.
23. Sarkar, J., *Ejector enhanced vapor compression refrigeration and heat pump systems—A review*,. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2012. **16**(9): p. 6647-6659.
24. Anarghya Ananda Murthy, A.S., Stuart Norris, Mitsuhiro Fukuta, *A review on expanders and their performance in vapour compression refrigeration systems*. International Journal of Refrigeration, 2019. **106**: p. 427-446.
25. Ioan Sarbu, C.S., *Review of solar refrigeration and cooling systems*. Energy and Buildings, 2013. **67**: p. 286-297.
26. Evangelos Bellos, C.T., *A comparative study of CO₂ refrigeration systems*. Energy Conversion and Management: X, 2019. **1**.
27. Cooling, G. *CO₂ REFRIGERATION SYSTEMS*. [cited 2021; Available from: <https://www.greencooling.co.uk/our-products/co2-refrigeration-systems/>].
28. H.S. Cao, H.J.M.t.B., *Progress and challenges in utilization of ejectors for cryogenic cooling*. Applied Thermal Engineering, 2020. **167**.
29. Kanjanapon Chunnanond, S.A., *Ejectors: applications in refrigeration technology*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2004. **8**(2): p. 129-155.
30. Xiangjie Chen, S.O., Mark Worall, Saffa Riffat, *Recent developments in ejector refrigeration technologies*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2013. **19**: p. 629-651.

31. Weixiong Chen, C.S., Shuangping Zhang, Huiqiang Chen, Daotong Chong, Junjie Yan, *Theoretical analysis of ejector refrigeration system performance under overall modes*. Applied Energy, 2017. **185**: p. 2074-2084.
32. Bourhan Tashtoush, A.A., Saja Al-Rifai, *Performance study of ejector cooling cycle at critical mode under superheated primary flow*. Energy Conversion and Management, 2015. **94**: p. 300-310.
33. WeiXiong Chen, M.L., DaoTong Chong, JunJie Yan, Adrienne Blair Little, Yann Bartosiewicz, *A 1D model to predict ejector performance at critical and sub-critical operational regimes*. International Journal of Refrigeration, 2013. **36**(6): p. 1750-1761.
34. Jianyong Chen, H.H., Björn Palm, *Investigation of ejectors in refrigeration system: Optimum performance evaluation and ejector area ratios perspectives*. Applied Thermal Engineering, 2014. **64**(1-2).
35. Hadi Samsam-Khayani, S.H.P., Man Yeong Ha, Kyung Chun Kim, Sang Youl Yoon, *Design modification of two-dimensional supersonic ejector via the adjoint method*. Applied Thermal Engineering, 2022. **200**.
36. Jia Yan, W.C., Yanzhong Li, *Geometry parameters effect for air-cooled ejector cooling systems with R134a refrigerant*. Renewable Energy, 2012. **46**: p. 155-163.
37. Yin Hai Zhu, W.C., Changyun Wen, Yanzhong Li, *Numerical investigation of geometry parameters for design of high performance ejectors*. Applied Thermal Engineering, 2009. **29**(5-6): p. 898-905.
38. Szabolcs Varga, A.C.O., Bogdan Diaconu, *Influence of geometrical factors on steam ejector performance – A numerical assessment*. International Journal of Refrigeration, 2009. **32**(7).
39. K. Pianthong, W.S., M. Behnia, T. Sriveerakul, S. Aphornratana, *Investigation and improvement of ejector refrigeration system using computational fluid dynamics technique*. Energy Conversion and Management, 2007. **48**(9): p. 2556-2564.
40. K. Cizungu, M.G., Z.G. Ling, *Modelling and optimization of two-phase ejectors for cooling systems*. Applied Thermal Engineering, 2005. **25**(13): p. 1979-1994.
41. Sun, D.-W., *Variable geometry ejectors and their applications in ejector refrigeration systems*. Energy, 1996. **21**(10): p. 919-929.

42. R. Yapıcı, H.K.E., A. Aktoprakoğlu, H.S. Halkacı, O. Yiğit, *Experimental determination of the optimum performance of ejector refrigeration system depending on ejector area ratio*. International Journal of Refrigeration, 2009. **31**(7): p. 1183-1189.
43. Paulo R. Pereira, S.V., João Soares, Armando C. Oliveira, António M. Lopes, Fernando G. de Almeida, João F. Carneiro, *Experimental results with a variable geometry ejector using R600a as working fluid*. International Journal of Refrigeration, 2014. **46**: p. 77-85.
44. Federico Mazzelli, A.B.L., Srinivas Garimella, Yann Bartosiewicz, *Computational and experimental analysis of supersonic air ejector: Turbulence modeling and assessment of 3D effects*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2015. **56**: p. 305-316.
45. Jianyong Chen, H.H., Björn Palm, *Screening of working fluids for the ejector refrigeration system*. International Journal of Refrigeration, 2014. **47**: p. 1-14.
46. Jianyong Chen, H.H., Björn Palm, *Parametric analysis of ejector working characteristics in the refrigeration system*. Applied Thermal Engineering, 2014. **69**(1-2): p. 130-142.
47. S. He, Y.L., R.Z. Wang, *Progress of mathematical modeling on ejectors*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2009: p. 1760-1780.
48. Stefan Elbel, N.L., *Review of recent developments in advanced ejector technology*. International Journal of Refrigeration, 2016. **62**: p. 1-18.
49. B.J. Huang, J.M.C., C.P. Wang, V.A. Petrenko, *A 1-D analysis of ejector performance*. International Journal of Refrigeration, 1999. **22**(5): p. 354-364.
50. E. Rusly, L.A., W.W.S. Charters, A. Ooi, *CFD analysis of ejector in a combined ejector cooling system*. International Journal of Refrigeration, 2005. **28**(7): p. 1092-1101.
51. Federico Mazzelli, A.M., *Performance analysis of a supersonic ejector cycle working with R245fa*. International Journal of Refrigeration, 2015. **49**: p. 79-92.
52. Guojie Zhang, X.W., Dariush Pourranjbar, Sławomir Dykas, Hang Li, Jiaheng Chen, *The comprehensive analysis of the relationship between the latent heat, entrainment ratio, and ejector performance under different superheating degree conditions considering the non-equilibrium condensation*. Applied Thermal Engineering, 2022. **200**.

53. S. Croquer, S.P., Z. Aidoun, *Turbulence modeling of a single-phase R134a supersonic ejector. Part 1: Numerical benchmark*. International Journal of Refrigeration, 2016. **61**: p. 140-152.
54. T. Sriveerakul, S.A., K. Chunnanond, *Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 2. Flow structure of a steam ejector influenced by operating pressures and geometries*. International Journal of Thermal Sciences, 2007. **46**(8): p. 823-833.
55. T. Sriveerakul, S.A., K. Chunnanond, *Performance prediction of steam ejector using computational fluid dynamics: Part 1. Validation of the CFD results*. International Journal of Thermal Sciences, 2007. **46**(8): p. 812-822.
56. Y. Bartosiewicz, Z.A., Y. Mercadie, *Numerical assessment of ejector operation for refrigeration applications based on CFD*. Applied Thermal Engineering, 2006. **26**(5-6): p. 604-612.
57. Amel Hemidi, F.H., Sébastien Leclaire, Jean-Marie Seynhaeve, Yann Bartosiewicz, *CFD analysis of a supersonic air ejector. Part I: Experimental validation of single-phase and two-phase operation*. Applied Thermal Engineering, 2009. **29**(8-9): p. 1523-1531.
58. Yu Han, X.W., Hao Sun, Guangli Zhang, Lixin Guo, Jiyuan Tu, *CFD simulation on the boundary layer separation in the steam ejector and its influence on the pumping performance*. Energy, 2019. **167**: p. 469-483.
59. Borirak Kittrattana, S.A., Tongchana Thongtip, *One dimensional steam ejector model based on real fluid property*. Thermal Science and Engineering Progress, 2021. **25**.
60. Javier García del Valle, J.M.S.J., Francisco Castro Ruiz, Julio San José Alonso, *A one dimensional model for the determination of an ejector entrainment ratio*. International Journal of Refrigeration, 2012. **35**(4): p. 772-784.
61. Hailun Zhang, L.W., Lei Jia, Hongxia Zhao, Chen Wang, *Influence investigation of friction on supersonic ejector performance*. International Journal of Refrigeration, 2018. **85**: p. 229-239.
62. Szabolcs Varga, A.C.O., Bogdan Diaconu, *Numerical assessment of steam ejector efficiencies using CFD*. International Journal of Refrigeration, 2009. **32**(6): p. 1203-1211.

63. Blazek, J., *Chapter 2 - Governing Equations*, in *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications* J. Blazek, Editor. 2015, Butterworth-Heinemann. p. 7-27.
64. Rothmayer, B.R.M.T.H.O.W.W.H.A.P., *Fundamentals of fluid mechanics*. 7th ed. 2013: John Wiley & Sons, Inc.
65. ANSYS, *Turbulence*, in *Ansys Fluent theory guide*.
66. Brian Launder, D.B.S., *The Numerical Computation of Turbulent Flow Computer Methods*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1974. **3**: p. 269-289.
67. Liu, F., *A Thorough Description Of How Wall Functions Are Implemented In OpenFOAM*. 2017, Chalmers University of Technology.
68. Nuno M.C. Martins, N.J.G.C., Helena M. Ramos, Dídia I.C. Covas, *Velocity-distribution in pressurized pipe flow using CFD: Accuracy and mesh analysis*. Computers & Fluids, 2014. **105**: p. 218-230.
69. I. Lun, R.K.C., A.E. Holdo, *Modelling two-phase flows using CFD*. Applied Energy, 1996: p. 299-314.
70. Jiyuan Tu, G.-H.Y., Chaoqun Liu, *Practical Guidelines for CFD Simulation and Analysis in Computational Fluid Dynamics*, G.-H.Y. Jiyuan Tu, Chaoqun Liu, Editor. 2013, Butterworth-Heinemann. p. 219-273.
71. ANSYS, *ANSYS FLUENT 12.0 Theory Guide*.
72. Haidong Wang, H.W., Feng Gao, Pengzhi Zhou, Zhiqiang (John) Zhai, *Literature review on pressure–velocity decoupling algorithms applied to built-environment CFD simulation*. Building and Environment, 2018. **143**: p. 671-678.
73. Ferziger, J.H. and M. Perić, *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 2002: Springer Berlin Heidelberg.
74. José António Almacinha, J.S.M., *Apontamentos teórico-práticos de Desenho e Construção Mecânica*. 2018.
75. Wenxu Sun, X.M., Sile Ma, Hailun Zhang, Lingpin Zhang, Haoyuan Xue, Lei Jia, *Effects of surface roughness and temperature on non-equilibrium condensation and entrainment performance in a desalination-oriented steam ejector*. Applied Thermal Engineering, 2021. **196**.