

Análisis numérico del flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-1B fuera de diseño

Numerical analysis of the over-expanded flow in the experimental conical nozzle ULA-1B out of design

Artículo de investigación

San Luis B. Tolentino Masgo*
Omar González Campos**

(Recibido el 12-10-2020. Aprobado el 04-03-2021. Publicado el 10-05-2021)

Estilo de citación de artículo:

S. L. Tolentino Masgo y O. González Campos, "Análisis numérico del flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-1B fuera de diseño", *Lámpsakos*, no. 25, pp. 25-37. DOI: 10.21501/21454086.3836

Resumen:

En las toberas supersónicas, ocurren diferentes patrones de flujo y su comportamiento está influenciado por las geometrías de las superficies internas de las paredes. En el presente trabajo se simula en 2D el campo de flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-1B fuera de diseño, para dos casos de longitudes de garganta: $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$; con el fin de analizar el campo de número de Mach, presión y temperatura. Se empleó el código ANSYS-Fluent y se aplicó el modelo RANS; las ecuaciones gobernantes: conservación de la masa, cantidad de movimiento, energía, y estado; así como el modelo de turbulencia de Menter y la ecuación de Sutherland para la viscosidad en función de la temperatura. En la sección de la garganta de mayor longitud, los resultados mostraron choques oblicuos, fluctuaciones de velocidad, presión y temperatura; para la garganta de menor longitud no hubo fluctuaciones; para ambos casos, el flujo en la divergente presentó picos de velocidad en el rango de **2,5 – 3 Mach**. Se concluye que, para la menor longitud de garganta el flujo se acelera sin perturbaciones en dicha sección; en la divergente se presenta un chorro supersónico y una separación de flujo.

Palabras clave:

Choque oblicuo; Fluctuación; Flujo sobrexandido; Longitud de garganta; Modelo RANS; Modelo de turbulencia; Patrón de flujo; Separación de flujo; Simulación; Tobera cónica.

* Magister en Ingeniería Mecánica, estudiante del Doctorado en Ciencias de la Ingeniería de la Universidad Nacional Experimental Politécnica Antonio José de Sucre, vicerrectorado Puerto Ordaz, Bolívar – Venezuela, investigador colaborador en la Universidad Nacional de Ingeniería, integrante del Grupo de Modelamiento Matemático y Simulación Numérica, Lima-Perú. Contacto: sanluist@gmail.com

** Ingeniero civil, estudiante de la Maestría en Diseño y Construcción de Obras Viales de la Universidad Nacional Hermilio Valdizán, Huánuco-Perú. Contacto: omargc17@gmail.com

Abstract:

In supersonic nozzles, different flow patterns occur and their behavior is influenced by the geometries of the internal surfaces of the walls. In the present work, the over-expanded flow field is simulated in 2D in the experimental ULA-1B conical nozzle out of design, for two cases of throat lengths: $L_g = 15 \text{ mm}$ and $L_g = 1 \text{ mm}$; in order to analyze the field of Mach number, pressure and temperature. The ANSYS-Fluent code was used and the RANS model was applied; the governing equations: conservation of mass, momentum, energy, and state; as well as the Menter turbulence model and the Sutherland equation for the viscosity as a function of temperature. In the longest throat section, the results showed oblique shocks, speed, pressure and temperature fluctuations; for the shorter throat there were no fluctuations; for both cases, the flow in the divergent presented speed peaks in the range of **2,5 – 3 Mach**. It is concluded that, for the shorter throat length, the flow accelerates without disturbances in said section; in the divergent there is a supersonic jet and flow separation.

Keywords:

Oblique shock; Fluctuation; Over-expanded flow; Throat length; RANS model; Turbulence model; Flow pattern; Flow separation; Simulation; Conical nozzle.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3836>

1. INTRODUCCIÓN

La diferencia de presión en las toberas supersónicas establece las condiciones para que un flujo esté sobrexandido, adaptado o subexpandido [1]. Para un flujo sobrexandido en la sección divergente se presenta la onda de choque, adyacente a la pared ocurre la separación y recirculación del flujo. La capa límite turbulenta interactúa con la onda de choque y causa inestabilidad en su posición. Además, se presentan gradientes adversos de presión, transición de choque libre, vórtices, asimetría y cargas laterales de presión [1], [2], [3], [4].

Mediante el empleo de equipos experimentales, la turbulencia del flujo es captada en imágenes mediante la técnica Schlieren, propuesta por el físico alemán August Toepler en 1864 [5], [6]. Aplicando la dinámica de fluidos computacional (CFD, por sus siglas en inglés) [7], [8] se puede simular la turbulencia del flujo en un dominio, lo cual permite cuantificar las magnitudes de los parámetros termodinámicos, tales como: presión, temperatura densidad, número de Mach, entre otros.

Un grupo de toberas cónicas experimentales con longitud de garganta diseñadas y fabricadas por la Universidad de Los Andes (ULA) y el Grupo de Ciencias Atmosféricas y del Espacio (GCAE), como parte del proyecto cohete sonda serie ULA que desarrolla la Comisión Rectoral del Programa de Ciencias Espaciales (CRPCE) en Venezuela, fueron empleadas en los cohetes sonda de la serie ULA-1 y ULA-2 que emplean combustible sólido de nitrato de potasio y sacarosa ($\text{KNO}_3 + \text{SO}$) [9]. Las toberas fueron sometidas a ensayos experimentales en estática para medir la presión [10] y la temperatura [11]. El grupo de toberas de la serie ULA tienen el ángulo medio de la divergente menor de $\alpha < 12^\circ$, por lo cual son consideradas toberas fuera de diseño; puesto que en los diseños de toberas el ángulo medio de la divergente se encuentra en el rango de $12^\circ \leq \alpha \leq 18^\circ$ [1].

Estudios realizados del campo de flujo aplicando la CFD a dominios computacionales 2D de las toberas de la serie ULA clasificadas como: ULA-1A XP con relación de longitud y diámetro de la garganta $L_g/D_g = 1,1$

[12], [13] y ULA-2 con $L_g/D_g = 0,9136$ [14] reportaron fluctuaciones de velocidad, presión y temperatura en la sección de la garganta como consecuencia de los choques oblicuos en dicha sección, así como influencia en el desarrollo del flujo en la divergente al disminuir la longitud de garganta. Los resultados numéricos con respecto a las fluctuaciones de temperatura en la pared de la sección de la garganta corroboraron los resultados experimentales de Parco [11]. Cabe señalar que la pared de la tobera se dilata en las regiones donde se presenta la mayor temperatura, mientras que los saltos de temperatura se presentan en la posición del choque; mediante el mecanismo de transferencia de calor por conducción el gradiente térmico que se distribuye en la pared interactúa con el flujo de su entorno por convección.

Debido a la presencia de choques oblicuos en la sección de la garganta se motivó en continuar con la investigación para una tobera de la serie ULA-1 clasificada como ULA-1B. En la Fig. 1 se muestra el cohete sonda portador de la tobera ULA-1B experimental durante la prueba de rendimiento. Cabe señalar que otros autores han realizado estudios experimentales y numéricos para toberas sin longitud de garganta, para diferentes ángulos medio de la divergente, enfocando sus estudios en la separación del flujo [15], la inestabilidad y la asimetría [16], [17], [18].



Fig. 1. (a) Posición del cohete sonda ULA-1B en la plataforma de lanzamiento. (b) Lanzamiento del cohete sonda portador de la tobera experimental ULA-1B, realizado en el Centro de Adiestramiento Militar General "José Laurencio Silva", Venezuela [9].

En el presente trabajo se simula el campo de flujo sobrepandido en la tobera cónica experimental ULA-1B fuera de diseño con ángulo medio $\alpha = 11^\circ$ en la divergente, con el objeto de analizar y determinar la longitud que debe tener la sección de la garganta para que el flujo no presente fluctuaciones de velocidad en dicha sección. El trabajo está estructurado como sigue: en la sección 2 se presenta la metodología, allí se expone el fundamento matemático, el dominio computacional y el método de solución computacional; en la sección 3 se presentan los resultados y las discusiones; en la sección 4 se exponen las conclusiones; seguidamente, en la sección 5 se presenta el trabajo a futuro.

2. METODOLOGÍA

Fundamento matemático

La simulación del campo de flujo compresible fue resuelta con el modelo de las ecuaciones de Navier-Stokes de número de Reynolds promedio (RANS, por sus siglas en inglés).

Las ecuaciones gobernantes (1)–(4) empleadas en condiciones estacionarias [19] se expresan como:

Conservación de la masa:

$$\nabla \cdot (\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

Cantidad de movimiento:

$$\nabla \cdot (\rho u_i u_j) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \nabla \cdot (-\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (2)$$

Conservación de la energía:

$$\nabla \cdot (u_i (\rho E + p)) = \nabla \cdot (k_{eff} \nabla T + (\bar{\tau}_{eff} \cdot u_i)) \quad (3)$$

Ecuación de estado del gas ideal:

$$p = \rho RT \quad (4)$$

Los términos de los parámetros de las ecuaciones gobernantes son los siguientes: densidad ρ (kg/m³); velocidad u (m/s); presión p (Pa); tensor de tensiones $\bar{\tau}$; tensiones de Reynolds $-\rho \overline{u_i' u_j'}$ que cierra la ecuación (2); fluctuaciones u' ; energía total E (J); temperatura T (K); conductividad térmica efectiva k_{eff} , tensor de tensiones efectivo $\bar{\tau}_{eff}$; y constante del gas R (J/(kg·K)).

Los parámetros termodinámicos, tales como presión, temperatura y densidad están en función del número de Mach M . El número de Mach es un parámetro dominante y una medida unidimensional que está definida como la velocidad relativa de un objeto o flujo entre la velocidad del sonido, y su importancia reside en su relación con la compresibilidad de un gas, así como en que permite clasificar al flujo para diferentes rangos. Las consideraciones son las siguientes: flujo incompresible $M < 0.3$; flujo subsónico $0.3 < M < 0.8$; flujo transónico $0.8 < M < 1.2$; flujo sónico $M = 1$; flujo supersónico $1.2 < M < 5$; y flujo hipersónico $M > 5$. Cabe señalar que White [20] considera flujo hipersónico para $M > 3$ y Anderson [21] para $M > 5$. En el presente trabajo se simuló para el rango de Mach $0 < M < 3$.

El número de Mach en cualquier posición de la tobera se determina con la ecuación analítica (5), para un flujo cuasi-unidimensional, la cual es útil para comparar la velocidad del flujo en la simetría axial con los resultados numéricos computacionales. Los procedimientos para obtener la ecuación analítica están sustentados en [20].

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma-2}} \quad (5)$$

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3836>

La posición en función de la relación de áreas se expresa como A/A^* , siendo A (mm^2) el área local y A^* (mm^2) el área de la garganta de la tobera, conocido como área crítica. La relación de calores específicos, γ , es un parámetro adimensional.

Para la viscosidad del flujo en función de la temperatura se tomó en consideración la ecuación de la ley de Sutherland [2], [22], la cual se expresa como:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (6)$$

La viscosidad de referencia es $\mu_0 = 1,716$ ($\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$), la temperatura de referencia $T_0 = 273,11$ (K) y la temperatura efectiva $S = 110,56$ (K) [19]. La temperatura efectiva S es conocida como la constante de Sutherland, la cual es una característica del gas y está tabulada para rangos de temperatura de diferentes tipos de gases [22].

El gas que se produce en la cámara de combustión por la quema del propelente sólido compuesto por nitrato de potasio y sacarosa se aproximó a los parámetros del aire para la simulación del flujo en el dominio computacional, por lo cual, para las cargas de presión y temperatura se establecieron como valores constantes la relación de calor específico $\gamma = 1,4$, la constante del gas $R = 287$ $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$, el calor específico a presión constante $C_p = 1006,43$ $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ y la conductividad térmica $k = 0,0242$ $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$. [19]. Es importante señalar que el combustible sólido en la cámara de combustión se quema de manera heterogénea, y esto hace que los parámetros del gas no sean fácilmente medibles; en ese sentido, al considerar un gas homogéneo se facilita el empleo de la ecuación de estado del gas ideal.

Para la simulación de la turbulencia del flujo se empleó el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ de Menter [23], el cual es un modelo compuesto por dos ecuacio-

nes: una para la energía cinética específica k y la otra para la tasa de disipación específica ω , la cual mejora las respuestas en el desarrollo del flujo con presencia de gradientes adversos de presión y separación de flujo. Es de resaltar que el modelo de Menter ha sido evaluado previamente y comparado con datos experimentales, reportando mejores prestaciones con respecto a los modelos $k - \epsilon$ estándar de Launder y Spalding, $k - \omega$ estándar de Wilcox, $k - kl - \omega$ de transición de Walters y Cokljat, y RSM de Launder *et al.*; por tanto, es un modelo adecuado para la simulación de la turbulencia en dominios computacionales con presencia de ondas de choque [24], [25].

Dominio computacional

La tobera cónica experimental ULA-1B tiene una longitud de garganta $L_g = 15$ mm, cuyas dimensiones son las siguientes: el diámetro de la convergente $D_c = 63,57$ mm, de la garganta $D_g = 16,46$ mm y de la divergente $D_d = 53,61$ mm; la relación de longitud y diámetro de la garganta $L_g/D_g = 0,911$; el ángulo medio de la divergente es $\alpha = 11^\circ$. Las dimensiones de la tobera están reportadas en [9].

El diseño de la tobera para $\gamma = 1,4$ corresponde a una velocidad supersónica $M = 3,98$ a la salida, calculada con la ecuación (5); no obstante, esta magnitud no se obtiene a la salida de la tobera en el presente trabajo, sino valores menores, pues las simulaciones numéricas son para un flujo sobrexexpandido, ya que después del choque en la divergente la velocidad del flujo se desacelera.

Para la simulación del flujo se consideró un dominio 2D con simetría axial, por la simetría que tiene la tobera ULA-1B, la cual se muestra en la Fig. 2, allí se señalan donde fueron aplicadas las condiciones de borde (C. B.). En la misma figura, en el dominio mallado, se muestra la sección que comprende una pequeña región de la cámara de combustión, la tobera y una región del ambiente de la atmósfera donde se descarga el flujo.

Además, se consideró un segundo dominio con longitud de garganta $L_g = 1 \text{ mm}$, que tiene $L_g/D_g = 0,06$, pero no fue incluido en la figura por ser similares.

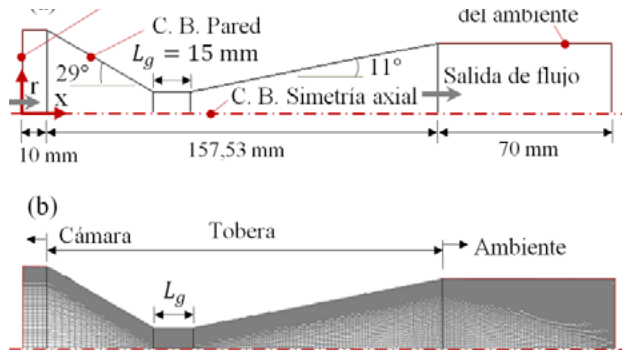


Fig. 2. (a) Dominio computacional 2D en el plano de simetría con el eje x. (b) Dominio mallado con 24500 celdas cuadriláteras.

Se tomaron las siguientes consideraciones para las condiciones de borde, para los dos casos de los dominios 2D con longitud de garganta: $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$.

Condición a la entrada: el flujo en la cámara de combustión se estableció a la presión de **709 kPa** y de la temperatura a **1673,15 K**.

Condición a la salida: la presión del ambiente de la atmósfera se fijó a **98 kPa** y de la temperatura a **293,15 K**. Siendo la relación de presión $rp = 7,234$, el cual es la división de la presión de la cámara entre la presión del ambiente.

Condición en las paredes: las paredes de la cámara y de la tobera se consideraron adiabáticas; la velocidad del flujo en esas paredes se estableció nula por la condición de no deslizamiento.

Condición en la simetría axial: en la simetría axial, en el eje x, la velocidad del flujo en la dirección radial es nula.

El análisis de sensibilidad de mallado se realizó en la plataforma ANSYS-Meshing en Workbench, se discretizó el dominio con longitud de garganta $L_g = 15 \text{ mm}$ mediante la interacción ICM-CFD para un mallado con

celdas cuadriláteras estructuradas; en la dirección radial se discretizó para 100 celdas y en la dirección del eje x con 245 celdas, siendo el dominio mallado con 24500 celdas cuadriláteras, tal como se ilustra en la misma Fig. 2. Para el mallado se aplicó en la dirección radial hacia las paredes *bias factor* igual a 50, para ajustar el crecimiento de las celdas y tener una alta densidad de ellas en la región de la capa límite. En promedio, el análisis del espaciamento mínimo de la celda en la pared de la tobera se obtuvo $y^+ < 0,99$, y la calidad de la malla $Q_{EAS} = 0,52$. Para la calidad de la malla se aplicó el sesgo equiángulo, el cual debe estar en el rango de $0 \leq Q_{EAS} \leq 1$ para que la malla sea de buena calidad [26]. Para el dominio mallado con longitud de garganta $L_g = 1 \text{ mm}$ no se realizó ningún análisis, ya que la geometría de la tobera es la misma y sólo ha disminuido la longitud de la garganta.

Método de simulación computacional

Para la simulación del flujo se empleó el código ANSYS-Fluent versión 12.1, el cual aplica el método de volumen finito (MVF). Se consideró la solución de análisis basado en densidad para un fluido compresible y simetría axial 2D para un flujo en estado estacionario. Para la turbulencia del flujo se seleccionó el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ Menter, y para la viscosidad en función de la temperatura la ecuación de Sutherland.

Para la presión de entrada, se definió la intensidad turbulenta con valor de 1,5% y la relación de la viscosidad turbulenta con magnitud de 10; así mismo para la presión de salida, para la intensidad turbulenta de contraflujo con magnitud 1,5% y la relación de la viscosidad turbulenta de contraflujo con magnitud de 10. En consecuencia, el desarrollo del campo de flujo en el dominio computacional está sujeto a las condiciones de la carga de presión aplicada. El efecto de la gravedad no se tomó en cuenta, debido a que el dominio computacional 2D tiene una simetría axial en el eje x, por tanto, los resultados numéricos del campo de flujo son simétricos alrededor del eje.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3836>

En cuanto a la discretización espacial: para el gradiente se optó por las celdas basados en el mínimo cuadrado; para el flujo, la energía cinética turbulenta y para la tasa de disipación específica se seleccionó la opción: Second Order Upwin. El monitor residual se acondicionó para un valor fijo de 0,00001, tanto para continuidad, velocidad, y energía. Las simulaciones de los dominios 2D para $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$ reportaron iteraciones en el rango de 14500 – 16800 para obtener los resultados del campo de flujo de número de Mach, presión y temperatura. Para la simulación computacional se empleó un equipo con las siguientes características: Laptop marca Síragon, modelo M54R, Intel Core 2 Duo, dos procesadores de 1,8 GHz, memoria RAM de 3 GB.

3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En esta sección, se presentan los resultados numéricos del campo de flujo sobrexandido y de los perfiles para el número de Mach, presión estática y temperatura estática.

Los campos de flujo para la tobera con longitud de garganta $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,911$ se muestra en la Fig. 3 para el campo de número de Mach, en la Fig. 4 para la presión estática y en la Fig. 5 para la temperatura estática. En cada figura se muestra cómo el flujo se comporta dentro y fuera de la tobera. Las magnitudes de los parámetros termodinámicos fluctúan en diferentes regiones del campo de flujo, presentando magnitudes máximas y mínimas que, en consecuencia, definen un patrón de comportamiento para un flujo sobrexandido. En la sección de la garganta y la divergente el flujo presenta ondas de choque oblicuas. Para la tobera con menor longitud de garganta se muestra una línea sónica para el número de Mach. En la divergente se observa donde se da el inicio de la separación del flujo de las paredes.

Desde el inicio de la separación del flujo hacia la salida de la tobera se observa el chorro supersónico en la región central del flujo. En cuanto al flujo adyacente a la pared adiabática, después de la separación del flujo una región del mismo presenta recirculación

por la caída de presión, que es menor a la presión de la atmósfera, donde una cierta cantidad de masa de aire del ambiente de la atmósfera ingresa rozando las paredes y posteriormente sale juntamente con el chorro supersónico. Como consecuencia de la separación de la capa límite, las ondas de choque se propagan hacia la salida de la tobera. Las líneas de contorno ilustran como están distribuidos el número de Mach, la presión y la temperatura.

Así mismo, los campos de flujo para la tobera con longitud de garganta $L_g = 1 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,06$ se muestran en la Fig. 6 para el campo de número de Mach, en la Fig. 7 para la presión estática y en la Fig. 8 para la temperatura estática. El comportamiento del flujo es ligeramente diferente de la sección divergente respecto del caso de la tobera con $L_g = 15 \text{ mm}$; sin embargo, el campo de flujo de la sección de la garganta muestra que no existe presencia de choques oblicuos, por lo que la aceleración del flujo en esa región no presenta fluctuaciones.

En el ambiente de la atmósfera, el chorro supersónico es conocido como pluma. Se observa que el flujo sale de la tobera a velocidad supersónica. En la atmósfera la onda se amortigua aguas abajo, por lo que la magnitud de la velocidad, presión y temperatura fluctúan en la región central del flujo, siendo de menor intensidad hacia los laterales de la dirección axial.

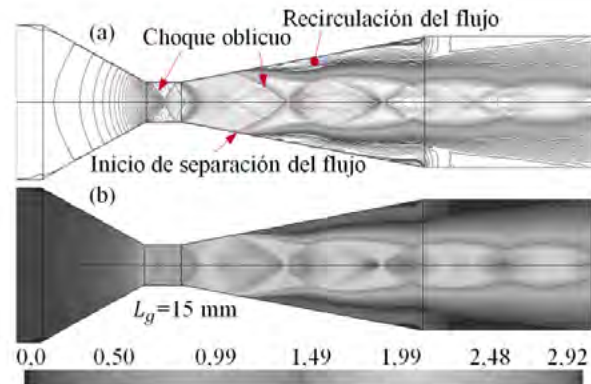


Fig. 3. Campo de flujo de número de Mach en la tobera y en una sección del ambiente de la atmósfera: (a) Líneas de contorno y (b) gradiente. Longitud de garganta $L_g = 15 \text{ mm}$.

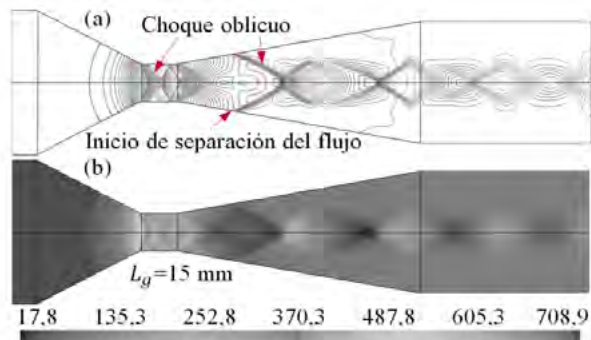


Fig. 4. Campo de flujo de presión estática (kPa) en la tobera y en una sección del ambiente de la atmósfera: (a) líneas de contorno y (b) gradiente. Longitud de garganta $L_g = 15$ mm.

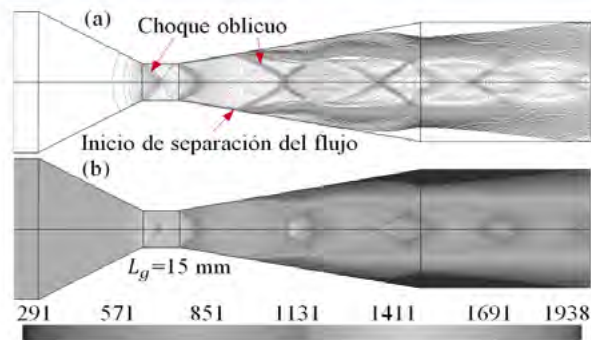


Fig. 5. Campo de flujo de temperatura estática (K) en la tobera y en una sección del ambiente de la atmósfera: (a) líneas de contorno y (b) gradiente. Longitud de garganta $L_g = 15$ mm.

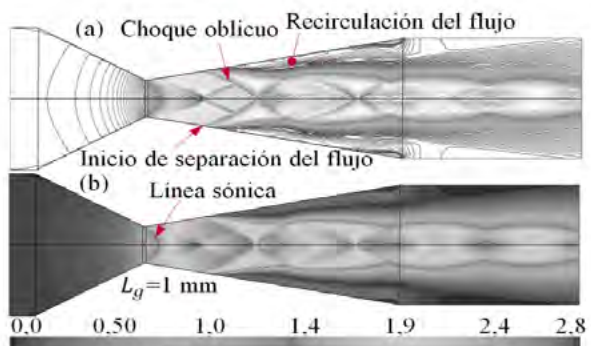


Fig. 6. Campo de flujo de número de Mach en la tobera y en una sección del ambiente de la atmósfera: (a) Líneas de contorno y (b) Gradiente. Longitud de garganta $L_g = 1$ mm.

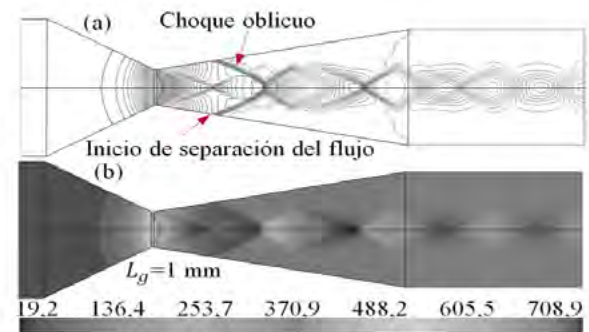


Fig. 7. Campo de flujo de presión estática (kPa) en la tobera y en una sección del ambiente de la atmósfera: (a) Líneas de contorno y (b) Gradiente. Longitud de garganta $L_g = 1$ mm.

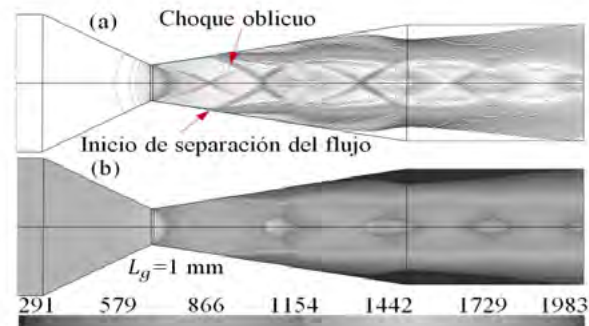


Fig. 8. Campo de flujo de temperatura estática (K) en la tobera y en una sección del ambiente de la atmósfera: (a) líneas de contorno y (b) gradiente. Longitud de garganta $L_g = 1$ mm.

Los perfiles evaluados en la simetría axial, en el eje x , indicados en la Fig. 9 para el número de Mach, en la Fig. 10 para la presión estática y en la Fig. 11 para la temperatura estática, definen un patrón de comportamiento. Allí, para la tobera con $L_g = 15$ mm, en la sección de la garganta se muestra cómo el flujo se desacelera producto de la onda de choque, en cuya región pequeña se presenta un disco de Mach, así como también se incrementan la presión y la temperatura; mientras que para la tobera con $L_g = 1$ mm el flujo se acelera sin perturbaciones en la sección de la garganta, por lo cual presenta un buen desarrollo. En la sección divergente, al comparar ambos casos de las toberas con longitud de garganta se muestra el comportamiento de las trayectorias de los perfiles, en ellas se observan picos y cómo influyen en su comportamiento cuando la tobera tiene una longitud diferente de la garganta. Para el caso de la velocidad del flujo del chorro supersónico, los picos de magnitud máxima se encuentran en el rango de

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3836>

2,5 – 3 Mach, y a mitad de la sección divergente, para la tobera con $L_g = 15 \text{ mm}$, el flujo presenta una magnitud ligeramente mayor de Mach 1, mientras que para la tobera con $L_g = 1 \text{ mm}$ se tiene un valor menor de Mach 1. En la salida de la tobera, para $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$, el flujo presenta un valor en el rango de número de Mach 1,2 – 1,5, la presión en el rango de 100 – 200 kPa y la temperatura en el rango de 1100 – 1200 K.

La presión y la temperatura del flujo en la pared adiabática se muestran en la Fig. 12, para la tobera con $L_g = 15 \text{ mm}$, donde la trayectoria del perfil muestra que en la sección de la garganta se presentan fluctuaciones y cuyos comportamientos son distintos al comparar con las Fig. 10 y 11. Donde se inicia la separación del flujo, la presión se incrementa ligeramente y luego tiene un comportamiento con tendencia horizontal ubicándose en la salida de la tobera a $\sim 100 \text{ kPa}$; mientras que la temperatura presenta una magnitud máxima de $\sim 1900 \text{ K}$ en el instante antes del choque oblicuo, con un valor incluso mayor que el de la cámara de combustión, de $1673,15 \text{ K}$, y después del choque disminuye a $\sim 400 \text{ K}$, por lo cual se presenta un choque térmico en esa región de la pared consecuencia del salto de temperatura, desde $\sim 1900 \text{ K}$ a $\sim 400 \text{ K}$. En la salida de la tobera, el flujo alcanza la temperatura de $\sim 300 \text{ K}$.

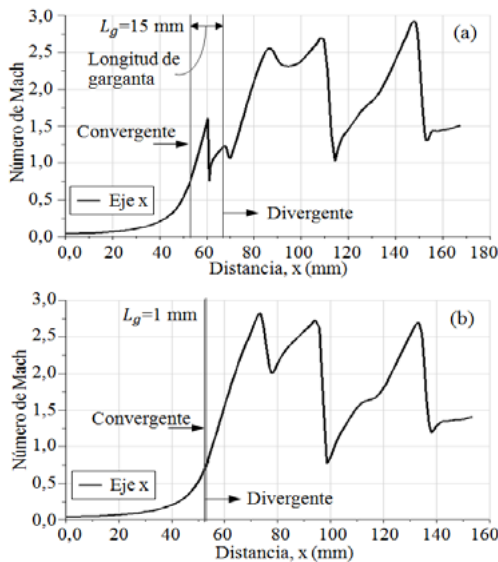


Fig. 9. Patrón de número de Mach en la simetría axial, eje x: (a) longitud de garganta 15 mm y (b) longitud de garganta 1 mm.

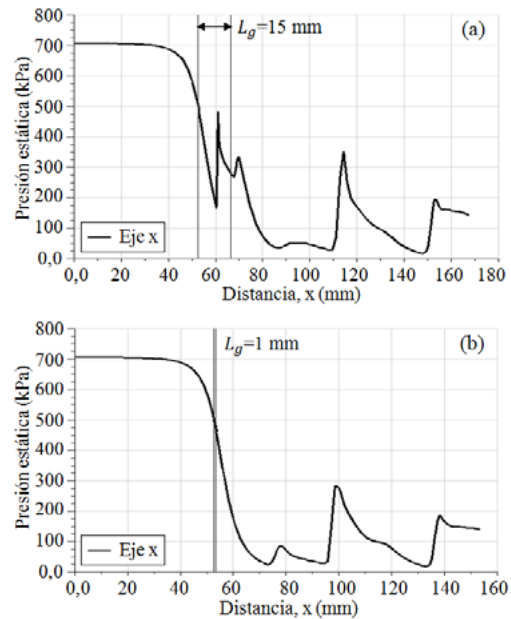


Fig. 10. Patrón de presión estática en la simetría axial, eje x: (a) longitud de garganta 15 mm y (b) longitud de garganta 1 mm.

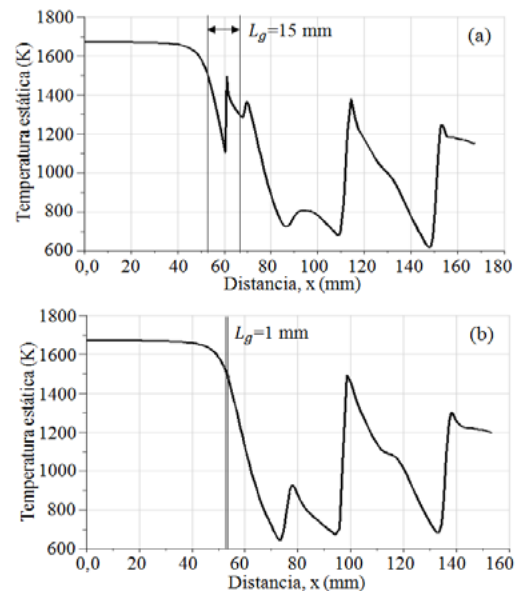


Fig. 11. Patrón de temperatura estática en la simetría axial, eje x: (a) longitud de garganta 15 mm y (b) longitud de garganta 1 mm.

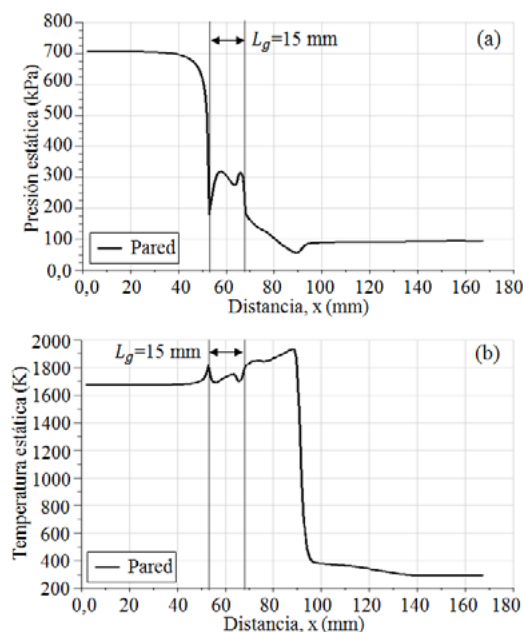


Fig. 12. (a) Patrón de presión estática en la pared. (b) Patrón de temperatura estática en la pared. Para ambos casos: longitud de garganta 15 mm.

Para una longitud $L_g = 1 \text{ mm}$ no existe desaceleración del flujo en esa sección, tal como puede verse en la Fig. 9. Por tanto, para longitudes en el rango de $1 \text{ mm} < L_g < 15 \text{ mm}$ las fluctuaciones están presente e influyen en diferentes regiones del campo de flujo en la divergente.

El comportamiento del flujo obtenido en el presente trabajo para la tobera cónica experimental ULA-1B con $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,911$, así como con $L_g = 1 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,06$, para la carga de presión aplicada $rp = 7,234$, tiene algunas cercanías de resultados numéricos con respecto al estudio realizado para un flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-2 [14] con $L_g = 21,38 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,9136$, así como para $L_g = 1 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,042$, y carga de presión $rp = 7,234$. Mientras que la tobera ULA-1B tiene un ángulo medio de la divergente $\alpha = 11^\circ$, la tobera ULA-2 tiene $\alpha = 9^\circ$, aunque ambas presentan comportamientos similares de patrones de flujo en la sección convergente, en la sección de la garganta y en la sección divergente, así como comportamientos similares de los perfiles de presión y temperatura en las paredes adiabáticas en la divergente. Para un proceso con transferencia de calor, el efecto térmico interviene en

la interacción del campo de flujo, donde a través de las paredes se transfiere el flujo de calor por conducción y desde la pared con su entorno por convección [27], [28], sin embargo, para el caso de la tobera ULA-1B se han considerado paredes adiabáticas, en consecuencia, todo el mecanismo de transferencia de calor se presenta para el flujo dentro de la tobera, además, el patrón de flujo (Fig. 9) muestra que para valores mayores de $L_g/D_g > 0,1$ en la sección de la garganta los parámetros del flujo presentan fluctuaciones.

Otro estudio realizado para un flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-1A XP [12], [13] con $L_g = 16,7 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 1,10$, así como con ángulo medio variable en el rango $\sim 11,5 < \alpha < \sim 13,5^\circ$, y carga de presión $rp = 6,234$, presentó fluctuaciones similares con respecto a la tobera ULA-1B en la sección de la garganta y en la divergente; allí el flujo, para la tobera ULA-1A XP al ser estudiada para $L_g = 1 \text{ mm}$ y $L_g/D_g = 0,0659$, no presentó desaceleración en la sección de la garganta. Otros casos de estudios en toberas planas y cónicas fuera de diseño, sin longitud de garganta, han reportado patrones de flujo en la divergente, con ondas de choque oblicuas que tienen diferentes configuraciones, así como cargas de presiones laterales [16], [18], [29], [30] donde se evidencia que la distribución de presión en la pared es diferente para una tobera con pared curva [31].

Un caso de estudio aplicando el esquema First Order Upwin para un flujo subexandido en la tobera cónica experimental clasificada como Helios-X [32], la cual tiene una longitud de garganta $L_g = 6,01 \text{ mm}$, $L_g/D_g = 1,07$, $\alpha = 15^\circ$, y carga de presión $rp = 68,92$, reportó un comportamiento escalonado de la velocidad del flujo en la sección de la garganta sin presencia de choque oblicuo. Cabe resaltar, los resultados numéricos para el esquema First Order Upwin en regiones críticas donde se presentan saltos de magnitudes de los parámetros termodinámicos suavizan las curvas, sin embargo, en las regiones donde el flujo es totalmente desarrollado las curvas son similares con respecto al esquema Second Order Upwin. Como hipótesis, para un flujo subexandido en la tobera ULA-1B aplicando el esquema Second Order Upwin debe presentarse fluc-

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3836>

tuaciones de la velocidad en la sección de la garganta. En ese sentido, la tobera ULA-1B debe ser estudiada para incrementos de presión de entrada variable hasta alcanzar un flujo subexpandido en la salida de la misma, y así poder tener un criterio más amplio en el análisis del campo de flujo.

4. CONCLUSIONES

Basándose en los análisis realizados del flujo sobrexandido en la tobera cónica ULA-1B, para los dos casos de longitud de garganta $L_g = 15 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$ se concluye que:

En la sección de la garganta, para la tobera con $L_g = 15 \text{ mm}$, el flujo presenta ondas de choque, fluctuaciones de velocidad, presión y temperatura, superando un pico de velocidad de Mach 1,5; mientras que, para la tobera con $L_g = 1 \text{ mm}$ el flujo se acelera a velocidad transónica sin presencia de ondas de choque. Sin embargo, al disminuir la longitud de garganta, en la divergente el flujo presenta regiones con velocidad transónica y supersónica. Para la tobera con $L_g/D_g > 0,1$ el flujo presenta fluctuaciones en la sección de la garganta.

Para ambos casos de la tobera con longitud de garganta, en la divergente el flujo presenta un chorro supersónico con picos de velocidad en el rango de $2,5 - 3 \text{ Mach}$, mientras que en la salida de la tobera el flujo presenta valores en el rango de $1,2 - 1,5 \text{ Mach}$.

La presión del flujo en la pared de la divergente tiene un comportamiento con tendencia horizontal hacia la salida de la tobera, y la presión de salida en la simetría axial, en el eje x, se encuentra en el rango de $100 - 200 \text{ kPa}$. Las cargas laterales de presión del flujo en las paredes de la divergente, después del choque, disminuye a una presión menor a la del ambiente de la atmósfera, por lo cual induce al flujo a presentar una recirculación.

La temperatura en la pared de la divergente alcanza un pico máximo de magnitud máxima de $\sim 1900 \text{ K}$, la cual es mayor a la temperatura de la cámara de combustión, y después de la separación del flujo la temperatura disminuye a $\sim 400 \text{ K}$, por lo cual se presenta un choque térmico en esa región de la pared. La temperatura en la simetría axial, en el eje x, a la salida de la tobera se encuentra en el rango de $1100 - 1200 \text{ K}$.

5. TRABAJOS FUTUROS

En un trabajo a futuro se tiene previsto realizar simulaciones 2D y 3D para diferentes cargas de presión a la entrada de la tobera ULA-1B con longitud de garganta hasta alcanzar un flujo subexpandido, con el fin de determinar la evolución progresiva de la fluctuación en todo el campo de flujo.

AGRADECIMIENTOS

A la Comisión Rectoral del Programa de Ciencias Espaciales (CRPCE) y al Grupo de Ciencias Atmosféricas y del Espacio (GCAE) de la Universidad de Los Andes (ULA), Mérida, Venezuela, por el gran aporte de asesoría técnica recibida en sus instalaciones.

CONFLICTO DE INTERESES

Los autores declaran la inexistencia de conflicto de intereses con ninguna institución o asociación comercial de cualquier índole.

6. REFERENCIAS

- [1]. G. P. Sutton and O. Biblarz, *Rocket propulsion elements*, 9th ed., New York, USA: John Wiley & Sons, 2016.
- [2]. J. D. Anderson, *Fundamentals of aerodynamics*, 6th ed., New York, USA: McGraw-Hill, 2017.

- [3]. T. V. Karman, "The fundamentals of the statistical theory of turbulence", *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 4, no. 4, pp. 131–138, 1937, doi: <https://doi.org/10.2514/8.350>
- [4]. H. Schlichting and G. Klaus, *Boundary-layer theory*, 9th ed., Berlin Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2017.
- [5]. P. Krehl and S. Engemann, "August Toepler – the first who visualized shock waves", *Shock Waves*, vol. 5, no. 1, pp. 1-18, 1995, doi: <https://doi.org/10.1007/BF02425031>
- [6]. G. S. Settles, "Toma ultrarrápida de imágenes de ondas de choque, explosiones y disparos". *Revista Investigación y Ciencia*, no. 356, pp. 74-83, may, 2006, <http://www.investigacion-y-ciencia.es/revistas/investigacion-y-ciencia/genes-de-la-longevidad-419/toma-ultrarrapida-de-imgenes-de-ondas-de-choque-explosiones-y-disparos-5828>
- [7]. J. Blazek, *Computational fluid dynamics: principles and applications*, 3rd ed., Oxford, United Kingdom: Butterworth-Heinemann, 2015.
- [8]. B. Andersson, et al., *Computational Fluid Dynamics, Engineers*. Cambridge University Press, 2012.
- [9]. V. Marcano, et al., "Progresos alcanzados en el proyecto universitario cohete sonda ULA", *Revista Universidad, Ciencia y Tecnología*, vol. 13, no. 53, pp. 305–316, 2009, <http://uct.unexpo.edu.ve/index.php/uct/article/view/109>
- [10]. L. Lacruz, M. A. Parco, R. Santos, C. Torres, J. Ferreira y P. Benítez, "Análisis experimental de las oscilaciones de presión interna en un motor de combustible sólido para cohete sonda", *Revista Ciencia y Tecnología*, vol. 37, no. 2, pp. 81–88, 2016, <http://erevistas.saber.ula.ve/index.php/cienciaingenieria/article/view/7443>
- [11]. M. A. Parco, "Análisis experimental de temperaturas en la tobera de un motor de cohete de combustible sólido". Trabajo de Grado de Maestría, dirigido por P. R. Benítez, Facultad de Ingeniería, Universidad de Los Andes, Mérida, Venezuela, 2014.
- [12]. S. L. Tolentino, J. Ferreira, M. A. Parco, L. Lacruz y V. Marcano, "Simulación numérica del flujo sobre-expandido en la tobera cónica experimental ULA-1A XP", *Revista Universidad, Ciencia y Tecnología*, vol. 21, no. 84, pp. 126–133, 2017, <http://www.uct.unexpo.edu.ve/index.php/uct/article/view/803>
- [13]. S. L. Tolentino, M. A. Parco, S. Caraballo, L. Lacruz, V. Marcano, J. Ferreira y J. Mírez, "Análisis numérico del comportamiento del flujo en la sección de la garganta de una tobera cónica experimental", *Revista Enfoque UTE*, vol. 12, no. 1, pp. 12-28, 2021, doi: <https://doi.org/10.2909/enfoqueute.676>
- [14]. S. L. Tolentino, y J. Mírez, "Análisis numérico del flujo sobreexpandido en la tobera cónica experimental ULA-2 fuera de diseño", *Lámpsakos*, no. 24, pp. 33-47, 2020, doi: <https://doi.org/10.21501/214540863707>
- [15]. C. A. Hunter, "Experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows", *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & exhibit*, Cleveland, OH, July 1998. Disponible en: <https://doi.org/10.2514/6.1998-3107>
- [16]. S. Verma, M. Chidambaranathan and A. Hadjadj, "Analysis of shock unsteadiness in a supersonic over-expanded planar nozzle", *European Journal of Mechanics/B Fluids*, vol. 68, pp. 55-65, 2018, doi: <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2017.11.005>

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3836>

- [17]. E. Martelli, P. P. Ciottoli, L. Saccoccio, F. Nasuti, M. Valorani and M. Bernardini, "Characterization of unsteadiness in an overexpanded planar nozzle", *AAA Journal*, vol. 57, no. 1, pp. 239-251, 2019, doi: <https://doi.org/10.2514/1.J057162>
- [18]. P. P. Nair, A. Suryan and H. Dong, "Computational study on reducing flow asymmetry in over-expanded planar nozzle by incorporating double divergence", *Aerospace Science and Technology*, vol. 100, pp. 1-18, 2020, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ast.2020.105790>
- [19]. ANSYS, "Ansys Fluent 2019 R1: Theory guide", [Online]. Available: <https://go-pdf.online/out/2BE079D/ansys-fluent-theory-guide.pdf>, [consultado el 5 de julio de 2020].
- [20]. F. White, *Fluids Mechanics*, 8th ed., New York, USA: McGraw-Hill Education, 2016.
- [21]. J. Anderson, *Hipersonic and high temperature gas dynamics*, Virginia, USA: AIAA, 2019.
- [22]. W. Sutherland, "The viscosity of gases and molecular force", *Philosophical Magazine series 5*, vol. 36, no. 223, pp. 507-531, 1893, doi: <https://doi.org/10.1080/14786449308620508>
- [23]. F. R. Menter, "Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications", *AAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598-1605, 1994, doi: <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- [24]. S. L. Tolentino, "Evaluation of turbulence models for the air flow in a planar nozzle", *Revista INGENIUS*, no. 22, pp. 25-37, 2019, doi: <https://doi.org/10.17163/ings.n22.2019.03>
- [25]. S. L. Tolentino, "Evaluación de modelos de turbulencia para el flujo de aire en un difusor transónico", *Revista Politécnica*, vol. 45, no. 1, pp. 25-38, 2020, doi: <https://doi.org/10.33333/rp.vol45n1.03>
- [26]. Y. A. Cengel and J. M. Cimbala, *Fluid mechanics: Fundamentals and applications*, 4th ed., New York, USA: McGraw-Hill, 2017.
- [27]. C. Génin, A. Gernoth and R. Stark, "Experimental and numerical study of heat flux in dual bell nozzles", *Journal of Propulsion and Power*, vol. 29, no. 1, pp. 21-26, 2013, doi: <https://doi.org/10.2514/1.B34479>
- [28]. H. Ding, C. Wang and G. Wang, "Transient conjugate heat transfer in critical flow nozzle", *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol. 104, pp. 930-942, 2017, doi: <https://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.09.021>
- [29]. R. Arora, and R. Vaidyanathan, "Experimental investigation of flow through planar double divergent nozzles". *Acta Astronautica*, vol. 112, pp. 200-216, 2015, doi: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2015.03.020>
- [30]. B. Zebiri, A. Piquet, and A. Hadjadj, "Analysis of shock-wave unsteadiness in conical supersonic nozzle", *Aerospace Science and Technology*, vol. 105, pp. 1-15, 2020, doi: <https://doi.org/10.1016/j.ast.2020.106060>
- [31]. J. Östlund and B. Muhammed, "Supersonic flow separation with application to rocket engine nozzles", *ASME, Applied Mechanics Reviews*, vol. 58, no. 3, pp. 143-177, 2005, doi: <https://doi.org/10.1115/1.1894402>
- [32]. S. L. Tolentino, R. Nakka, S. Caraballo and J. Mírez, "Numerical simulation of the flow under-expanded flow in the experimental conical nozzle helios-x", *Revista INGENIUS*, no. 25, pp. 81-93, 2021, doi: <https://doi.org/10.17163/ings.n25.2021.08>