

Análisis numérico del flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-2 fuera de diseño

Numerical analysis of over-expanded flow in the experimental ULA-2 conical nozzle out of design

San Luis B. Tolentino Masgo*
Jorge Luis Mírez Tarrillo**

(Recibido el 17-08-2020. Aprobado el 01-10-2020)

Estilo de citación de artículo:

S. L. Tolentino Masgo, and J. L. Mírez Tarrillo, "Análisis numérico del flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-2 fuera de diseño", *Lámpsakos*, no. 24, pp. 33-47, julio-diciembre, 2020. DOI: 10.21501/21454086.3707

Resumen

En la Universidad de Los Andes, Venezuela, el GCAE ha diseñado y fabricado un grupo de toberas supersónicas con longitud de garganta, las cuales han sido empleadas en su fase experimental en motores de cohetes sonda de la serie ULA. En el presente trabajo el objetivo es analizar el comportamiento del campo de flujo sobrexandido en la tobera cónica experimental ULA-2, que tiene un ángulo medio de la divergente de 9° , considerado una tobera fuera de diseño. El campo de flujo se simuló en un dominio computacional 2D con el código *Ansys-Fluent* para dos casos de longitud de garganta; se empleó el modelo RANS en conjunto con el modelo de turbulencia de Menter, y para la viscosidad la ley de Sutherland. Los resultados del campo de número de Mach, presión y temperatura, para la sección de la garganta con mayor longitud presentaron fluctuaciones producto de las ondas de choque oblicuas, y para la menor longitud no se presentaron fluctuaciones. Se concluye que existe una influencia de la longitud de garganta en el desarrollo del flujo en esa sección; sin embargo, la longitud de garganta no influye de manera significativa en la velocidad del flujo a la salida de la tobera.

Palabras clave: Cohete sonda; Campo de flujo; Dominio computacional; Flujo sobrexandido; Fluctuación; Modelo de turbulencia; Longitud de garganta; Onda de choque; Simulación; Tobera cónica.

* Magíster en Ingeniería Mecánica, doctorando de la Universidad Nacional Experimental Politécnica Antonio José de Sucre, vicerectorado 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

** Doctor en Física, docente investigador de la Facultad de Ingeniería de Petróleo, Gas y Petroquímica en la Universidad Nacional de Ingeniería, líder del Grupo de Modelamiento Matemático y Simulación Numérica, Lima-Perú. Contacto: jmirez@uni.edu.pe

Abstract

At the University of Los Andes, Venezuela, the GCAE has designed and manufactured a group of supersonic nozzles with throat length, which have been used in their experimental phase in sounding rocket engines of the ULA series. In the present work the objective is to analyze the behavior of the over-expanded flow field in the experimental conical nozzle ULA-2, which has a mid angle of the divergent of 9° , considered an out of design nozzle. The flow field was simulated in a 2D computational domain with the Ansys-Fluent code for two throat length cases, the RANS model was used in conjunction with the Menter turbulence model, and for Sutherland's law viscosity. The results of the Mach number, pressure and temperature field, for the longest throat section had fluctuations resulting from the oblique shocks wave, and for the shorter length no fluctuations were presented. It is concluded that, there is an influence of throat length on the development of the flow in that section; however, the throat length does not significantly influence the flow rate at the outlet of the nozzle.

Keywords: Sounding rocket; Flow field; Computational domain; Over-expanded flow; Fluctuation; Turbulence model; Throat length; Shock wave; Simulation; Conical nozzle.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

1. INTRODUCCIÓN

En el campo de la ingeniería aeroespacial existen diferentes tipos de toberas convergentes-divergentes que tienen diferentes aplicaciones de acuerdo a la geometría de los perfiles aerodinámicos de las paredes internas. En una tobera, según la presión de la cámara de combustión y del ambiente, el flujo puede estar sobrexexpandido, adaptado o subexpandido. Las toberas se diseñan considerando el ángulo medio, α , de la sección divergente dentro del rango de $12^\circ \leq \alpha \leq 18^\circ$; para valores menores de 12° son consideradas toberas fuera de diseño [1].

Para un flujo sobrexexpandido, la onda de choque se presenta dentro de la tobera, en consecuencia, hay cambios abruptos de las magnitudes termodinámicas tales como la presión, temperatura, velocidad y densidad, antes y después del choque; así como la separación de la capa límite de la pared de la tobera, recirculación de flujo, gradientes adversos de presión, turbulencia, separación de flujo, cargas laterales de presión y asimetría en el desarrollo del flujo [2], [3], [4], [5], [6], [7]; por lo cual, la pared de la tobera sufre cambios rápidos de cargas de presión y de temperatura. Con respecto a la temperatura en la pared, con fines ilustrativos, se muestra el efecto térmico en la Fig. 1, la cual fue tomada del trabajo de Riveros & Rodriguez [8]. En la imagen se distingue un tono de color azul más intenso en la divergente de la tobera cónica, el cual es característico de materiales de acero cuando alcanzan altas temperaturas. En esa región con forma de anillo de azul intenso el flujo presenta una onda de choque; además, el gradiente de temperatura en la pared de la tobera interactúa con el flujo interno y externo [9].



Fig. 1. Tobera cónica sometida a ensayo experimental en estática [8]. El tono de color más intenso indica que en esa región se presentó la onda de choque.

Durante los ensayos experimentales en laboratorio, para un flujo sobrexexpandido, las formas de las ondas de choque son captadas en imágenes con la técnica Schlieren [10], [11], cuando las paredes son transparentes, para el caso de un flujo frío. Cuando el flujo es caliente, la toma de captura de imágenes es imposible por las paredes metálicas de la tobera y solo se limitan a las capturas de las ondas de choque fuera de la misma. Además, mediante la técnica Schlieren, no es posible registrar las magnitudes de los parámetros termodinámicos del flujo. Sin embargo, las formas de las ondas de choque que se presentan dentro y fuera de la tobera pueden ser reproducidas aplicando la dinámica de fluidos computacional (CFD, por sus siglas en inglés) [12] y cuantificar las magnitudes de los parámetros termodinámicos en diferentes regiones del campo de flujo.

Diferentes países alrededor del mundo han centrado el interés en el desarrollo de cohetes sonda, dirigidos por centros de investigación, así como por universidades, fundamentados en proyectos académicos [13], [14], [15], [16]. En América del sur dos países tiene el mayor avance tecnológico en cohetes sonda, la Agencia Espacial Brasileña (AEB) de Brasil y la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE) de Argentina; en Perú está a cargo la Comisión Nacional de Investigación y Desarrollo Aeroespacial (CONIDA).

En la República Bolivariana de Venezuela, el desarrollo, diseño y fabricación de cohetes sonda y toberas con longitud de garganta, está a cargo de la Universidad de Los Andes (ULA), con sede en el Estado Mérida, como parte del proyecto cohete sonda serie ULA que desarrolla la Comisión Rectoral del Programa de Ciencias Espaciales (CRPCE) y el Grupo de Ciencias Atmosféricas y del Espacio (GCAE) [17]. Las toberas han sido sometidos a ensayos experimentales en estática y empleados en dinámica como parte de los motores de cohetes sonda que emplean combustible sólido de nitrato de potasio y sacarosa ($\text{KNO}_3 + \text{SO}$) [17]. En la Fig. 2 se ilustra el grupo de cohetes de la serie ULA-1 y ULA-2, el posicionamiento del cohete sonda ULA-2 y su lanzamiento al espacio. Otros estudios de toberas con longitud de garganta han sido empleados en motores

de cohetes sonda experimentales con fines de investigación por otras instituciones fuera del territorio venezolano, los cuales están reportados en [18], [19].

Estudios previos de simulaciones computacionales del campo de flujo de una tobera clasificada como ULA-1A XP con ángulo medio de 11° , diseñada por la ULA, reportaron desaceleraciones del flujo en la longitud de garganta con presencia de ondas de choque oblicuas [20]. En ese sentido, motivó el interés en continuar con la investigación del desarrollo del flujo para otros tipos de toberas con longitud de garganta con ángulo medio que sean menores de 11° , con el fin de comparar los resultados y tener un criterio de análisis más amplio del conocimiento del régimen del flujo.

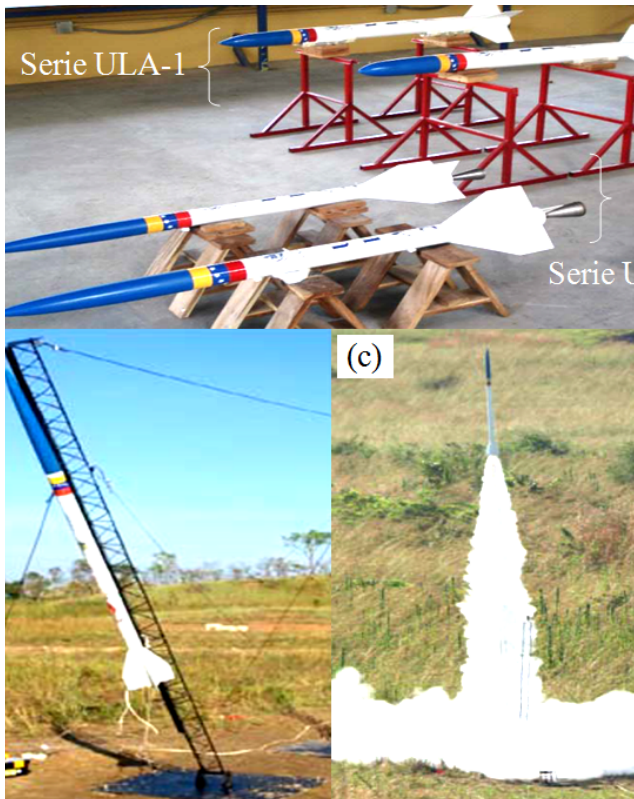


Fig. 2. (a) Grupos de cohetes sonda de combustible sólido Serie ULA-1 y Serie ULA-2. (b) Posicionamiento del cohete sonda ULA-2 en la plataforma de lanzamiento. (c) Lanzamiento del cohete sonda ULA-2 [17].

En el presente trabajo el objetivo es analizar el campo de flujo sobrepandido en la tobera ULA-2 supersónica diseñada con ángulo medio de 9° [17], así mismo,

determinar para cuál longitud de garganta se reducen las desaceleraciones del flujo en dicha sección. Para obtener los resultados esperados, el flujo se simula en un dominio computacional 2D de simetría axial con un código comercial de la CFD. En la sección dos se presenta la metodología, donde se expone el fundamento matemático, el dominio y el método de solución computacional. En la sección tres se presentan los resultados del campo de flujo de número de Mach, presión estática y temperatura estática. En la sección cuatro se exponen las conclusiones. Seguidamente, en la sección cinco se presenta el trabajo a futuro para dar continuidad en la misma línea de investigación.

2. METODOLOGÍA

Fundamento matemático

El campo de flujo compresible en condiciones estacionarias se simuló con el código *Ansys-Fluent* versión 12.1, el cual aplica el método de volumen finito (MVF), y fue resuelta con el modelo de las ecuaciones de Navier-Stokes de número de Reynolds promedio (RANS, por sus siglas en inglés). Cabe señalar que en RANS se acopla el modelo de turbulencia [21] de acuerdo a las condiciones del régimen de flujo.

Las ecuaciones gobernantes son: la conservación de la masa, de la cantidad de movimiento, de la energía y de estado [22], las cuales se expresan como:

Conservación de la masa:

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

La densidad es ρ y la velocidad u .

Cantidad de movimiento:

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

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

La presión es p ; el tensor de tensiones $\bar{\tau}$, las tensiones de Reynolds $-\rho\overline{u'_i u'_j}$, y las fluctuaciones u' . La ecuación está cerrada ya que incluye el término de tensiones de Reynolds.

Conservación de la energía:

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

La energía total es E , la temperatura T , la conductividad térmica efectiva k_{eff} y el tensor de tensiones efectivo $\bar{\tau}_{eff}$.

Ecuación de estado:

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

La constante del gas es R .

Para un flujo compresible, los parámetros termodinámicos presión, temperatura y densidad están en función del número de Mach M . Las consideraciones para el rango de número de Mach son las siguientes: para $M < 0,3$ el flujo es incompresible; para $0,3 < M < 0,8$ el flujo es subsónico; en el rango de $0,8 < M < 1,2$ el flujo es transónico; para $1,2 < M < 5$ el flujo es supersónico; y para $M > 5$ el flujo es hipersónico; y para el flujo con velocidad sónica se tiene $M = 1$ [2], [3]. Cabe señalar que White [3] considera que para valores mayores de Mach 3 el flujo es hipersónico, y Anderson [23], a partir de Mach 5.

Para la viscosidad del flujo en función de la temperatura se tomó en consideración la ley de Sutherland [2], [24], y esta ley es el resultado de una aproximación de la teoría cinética de los gases, de la idealización del potencial de la fuerza intermolecular; la cual se expresa como:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + S}{T + S} \quad (5)$$

La viscosidad de referencia es μ_0 , la temperatura de referencia T_0 y la temperatura efectiva S . Acotando que la temperatura efectiva es conocida como la constante de Sutherland, la cual es una característica del gas y están tabulados para diferentes rangos de temperatura para diferentes tipos de gases [24].

Para la simulación de la turbulencia del flujo compresible se empleó el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ de Menter [25], el cual es resuelto en conjunto con la ecuación de la cantidad de movimiento en RANS. Es un modelo de dos ecuaciones, una para la energía cinética específica k y la otra para la tasa de disipación específica ω , que logra mejorar las respuestas en el desarrollo del flujo con presencia de gradientes adversos de presión y separación de flujo debido al desprendimiento de la capa límite, por lo cual, permite el transporte de esfuerzos cortantes en las regiones adyacentes a las paredes. El modelo de turbulencia de Menter ha sido evaluado para diferentes condiciones del régimen del flujo compresible y comparado con datos experimentales [26], [27], presentando resultados satisfactorios; por lo cual, es un modelo adecuado para ser empleado en el campo de flujo sobrexandido del presente trabajo.

Dominio computacional

La geometría de la tobera cónica experimental ULA-2 tiene una longitud de garganta $L_g = 21,38$ mm y diámetro de la garganta $D_g = 23,4$ mm, siendo $L_g/D_g = 0,9136$; y longitud de la divergente $L_d = 148,8$ mm, $L_d/D_g = 6,35$. La sección convergente tiene un ángulo medio 20° y la divergente un ángulo medio $\alpha = 9^\circ$. Se señala que el esquema y dimensiones de detalles de la tobera ULA-2 están reportados en [17]. Por la simetría que tiene la tobera cónica se consideró un dominio 2D, el cual se muestra en la Fig. 3; las dimensiones están dadas en milímetros, en el mismo dominio se muestra dónde se aplican las condiciones

de borde (C. B.); así como se muestra el dominio malla- do. Además, se consideró un segundo dominio con longitud de garganta $L_g = 1 \text{ mm}$, que tiene $L_g/D_g = 0,042$, y no se muestra el dominio por ser repetitivo.

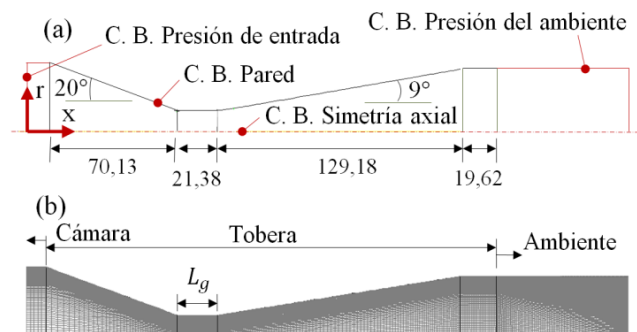


Fig. 3. (a) Dominio computacional 2D en el plano de simetría con el eje x. (b) Dominio malla- do con 25100 celdas cuadriláteras.

El dominio 2D está configurado con una sección corta de la cámara de combustión, la tobera, y una sección del ambiente que corresponde a la atmósfera local del entorno. Cabe señalar que la tobera ULA-2 al final de la divergente tiene una sección recta de 19,62 mm, la cual es parte de su diseño original.

Para la simulación del flujo en el dominio 2D, los gases quemados en la cámara de combustión del propelente sólido compuesto por nitrato de potasio y sacarosa ($\text{KNO}_3 + \text{SO}$) se consideró como gas ideal; los ensayos experimentales de la presión están reportadas en [28] y de la temperatura en [29]. Como parámetro se fijó para el gas ideal 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 $k = 0,0242 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$.

Para las condiciones de borde, se tomaron las siguientes consideraciones para los dominios con longitud de garganta $L_g = 21,38 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$:

- Las condiciones del flujo en la cámara de combustión se establecieron a la presión de 709 kPa y de la temperatura a 1673,15 K; para el ambiente de la

atmósfera se fijaron a 98 kPa y 293,15 K; la relación de presión (rp) entre la presión de la cámara y de la presión del ambiente es $rp = 7,234$.

- Las paredes de la cámara y de la tobera se consideraron adiabáticas y la velocidad del flujo en esas paredes se consideró nula por la condición de no deslizamiento.
- En la simetría axial, en el eje x , la velocidad del flujo en la dirección radial es nula.

El dominio con longitud de garganta $L_g = 21,38 \text{ mm}$, la cual se muestra en la Fig. 3, se malló con celdas cuadriláteras estructuradas en la plataforma *Ansys-Meshing* en *Workbench*, aplicando el MVF, se discretizó el dominio mediante la interacción *ICEM-CFD*. En la dirección radial se dividió el dominio en 100 partes a lo largo de todas las secciones, para la sección recta, convergente y divergente, con *bias factor* igual a 50 hacia las paredes para que las regiones adyacentes a las paredes sean más refinadas por la presencia del esfuerzo cortante y de la capa límite. En la dirección axial del eje x , el tramo recto de la sección de la cámara de combustión se dividió en 5 partes; la la convergente se dividió en 30 partes; la longitud de la garganta en 56 partes; en la divergente en 100 partes; y la sección recta perteneciente a la atmósfera se dividió en 60 partes; para un total 25100 celdas en todo el dominio.

Cabe señalar que el dominio malla- do mostrado en la Fig. 3 corresponde al tercer malla- do luego de un estudio de convergencia. El dominio se refinó tres veces: el primer malla- do se discretizó con 24290 celdas, el segundo malla- do con 24960 celdas y el tercer malla- do con 25100 celdas, siendo para los tres casos la densidad de la malla alta. Para los tres casos de malla- do, el espaciamiento mínimo de la celda en la pared de la tobera se ubicó por debajo de $y^+ < 1$. Para cualquier celda bidimensional de un dominio computacional, para que la malla sea de buena calidad, el sesgo equiángulo debe estar en el rango de $0 \leq Q_{EAS} \leq 1$ [30]; para el dominio del tercer malla- do, se obtuvo $Q_{EAS} = 0,39$.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

Para el segundo dominio, con longitud de garganta $L_g = 1 \text{ mm}$, se malló con 21100 celdas cuadriláteras, y la disminución de las celdas fue debido a la disminución de la longitud de la garganta; y no se realizó ningún estudio de convergencia por tener las mismas características del tercer mallado del primer dominio. Por la complejidad del campo de flujo sobrexexpandido con presencia de ondas de choque en la divergente se consideró analizar la relación de áreas en la posición local $A/A^* = 1,2$, en la región donde el flujo no presenta ondas de choque, y se obtuvo mediante simulación numérica Mach 1,5. Con la ecuación analítica (6) [2] correspondiente a la teoría para flujo cuasiunidimensional para $\gamma = 1,4$ y $A/A^* = 1,2$ se obtuvo Mach 1,54, siendo la diferencia entre ambos resultados $M: 1,54 - 1,5 = 0,04$; por lo cual, el resultado numérico del proceso de validación de la convergencia numérica es aceptable.

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2}{\frac{\gamma+1}{2}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma-2}} \quad (6)$$

Método de simulación computacional

En el código *Ansys-Fluent*, se consideró la solución de análisis basado en densidad para un fluido compresible y simetría axial 2D. Se seleccionó el modelo de turbulencia SST $k - \omega$ Menter para la turbulencia del flujo, la ley de Sutherland para la viscosidad en función de la temperatura. Para el flujo se estableció el calor específico a presión constante $C_p = 1006,43 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ y la conductividad térmica $k = 0,0242 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$. 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. Para la solución del flujo en estado estacionario se seleccionó la formulación implícita, tipo de flujo: Roe-FDS. Para la discretización espacial del gradiente se optó por las celdas basadas en el mínimo cuadrado; para el flujo, la energía cinéti-

ca 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 la continuidad, la velocidad y la energía. La simulación del flujo para el mallado final del dominio 2D con longitud de garganta $L_g = 21,38 \text{ mm}$ reportó 16130 iteraciones, y para $L_g = 1 \text{ mm}$ reportó 14221 iteraciones. Se obtuvieron los resultados del campo de número de Mach, presión y temperatura. Para el procesamiento de datos de 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 del campo de flujo sobrexexpandido para el número de Mach, presión estática y temperatura estática; las líneas de contorno y los perfiles evaluados en la simetría axial del eje x , y en las paredes de la tobera experimental ULA-2.

Como puede verse en la Fig. 4, los gradientes de Número de Mach, presión estática y temperatura estática en el campo de flujo muestran sus magnitudes máximas y mínimas. En la longitud de garganta $L_g = 21,38 \text{ mm}$ se presentan ondas de choque oblicuas y reflejadas, en consecuencia, el flujo se acelera antes del choque y desacelera después del choque, presentando fluctuaciones bruscas de sus parámetros termodinámicos. En la sección divergente, el flujo se acelera hasta cierta distancia y se frena bruscamente debido al choque, y aguas abajo el choque presenta diferentes configuraciones; la capa límite se desprende de la pared y el flujo se separa; aguas abajo, en las regiones adyacentes a las paredes, se presenta una recirculación del flujo a bajas presiones.

La región que presenta el inicio de la separación del flujo produce un cambio de presión, producto de la onda de choque oblicua. También, la temperatura

alcanza un valor máximo cuando se frena el flujo y después del choque oblicuo disminuye drásticamente. Incluso, se puede observar en la región de circulación del flujo un color más azulado, que se encuentra adyacente de la pared, lo cual muestra que el flujo se encuentra a menor temperatura que en otras regiones. Una imagen ampliada de la temperatura del flujo en la divergente se muestra en la Fig. 5, en la que se observa en cuál región el flujo adyacente a la pared alcanza la mayor temperatura; en la simulación computacional se han considerado paredes adiabáticas, por lo cual, el flujo adyacente a la pared antes del choque presenta mayor temperatura y después del choque, menor temperatura.

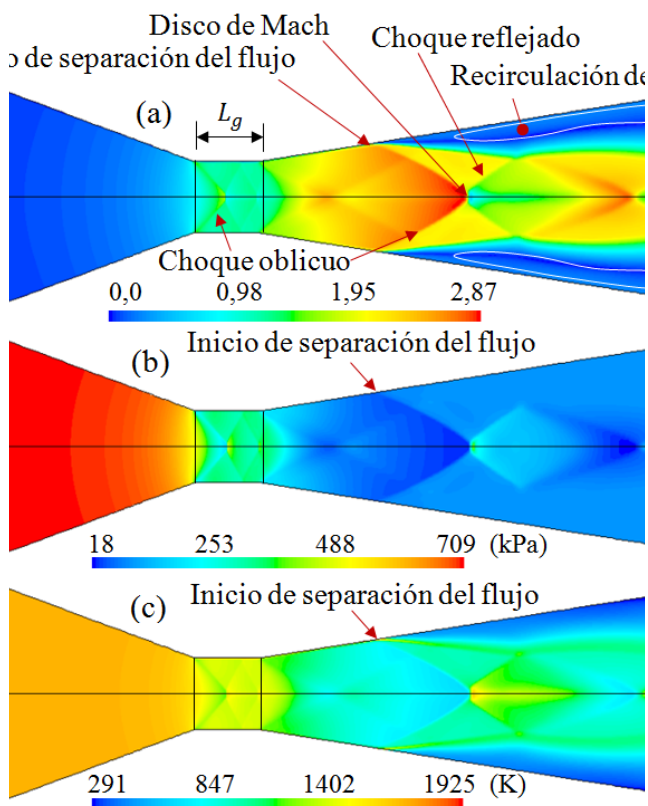


Fig. 4. Campo de flujo: (a) Número de Mach. (b) Presión estática y (c) Temperatura estática.

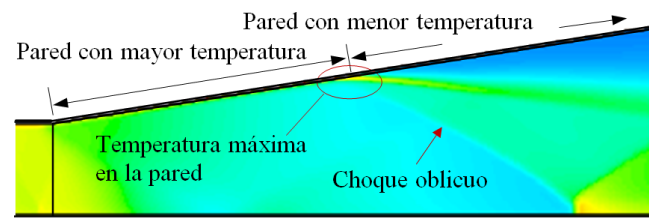


Fig. 5. Detalle ampliado del campo de temperatura estática, donde se hace referencia a la región que presenta la temperatura máxima en la pared.

Ampliaciones de la sección de la garganta y de la divergente se muestran en las Fig. 6, Fig. 7 y Fig. 8, en las que las líneas de contorno están bien definidas por la escala de grises. Se muestran las comparaciones para la tobera con longitud de garganta $L_g = 21,38 \text{ mm}$ y $L_g = 1 \text{ mm}$, y se observan las distintas configuraciones de los patrones de choque en diferentes regiones del campo de flujo. Para $L_g = 1 \text{ mm}$ no se presenta ningún choque oblicuo, por lo cual el flujo no presenta desaceleración en la longitud de garganta. No obstante, el flujo en la divergente cercana a la garganta ha sido influenciado en su comportamiento, pues se observa en el campo de flujo en la región central, cómo las líneas de contorno lo definen con una forma de equis (x); antes de que se presente el frente de choque normal y choque oblicuo se presenta una desaceleración del flujo.

El comportamiento de los patrones del flujo en la simetría del eje x en la sección de la tobera cónica ULA-2, para el campo de número de Mach (Fig. 6) se muestra en la Fig. 9; de la presión estática (Fig. 7) se muestra en la Fig. 10; de la temperatura estática (Fig. 8) se muestra en la Fig. 11. La presión y la temperatura en la pared se muestran en la Fig. 12.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

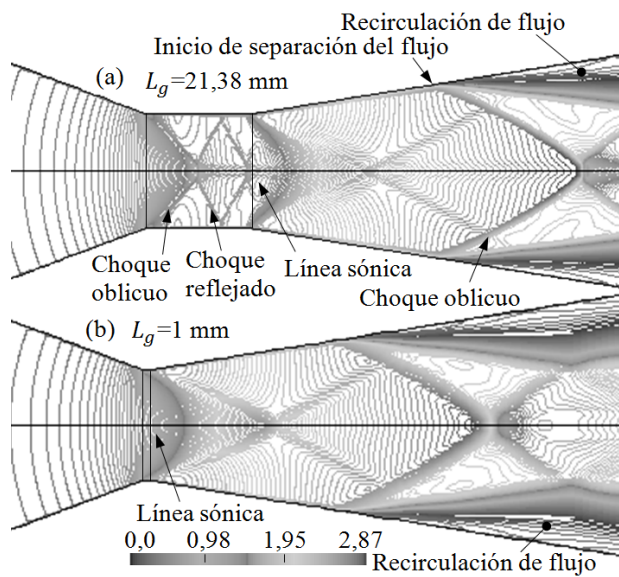


Fig. 6. Patrones de choque, línea de contorno de número de Mach.

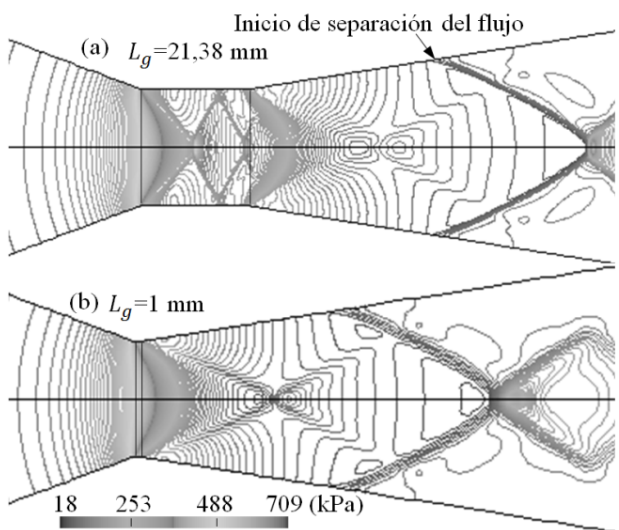


Fig. 7. Patrones de choque, línea de contorno de presión estática.

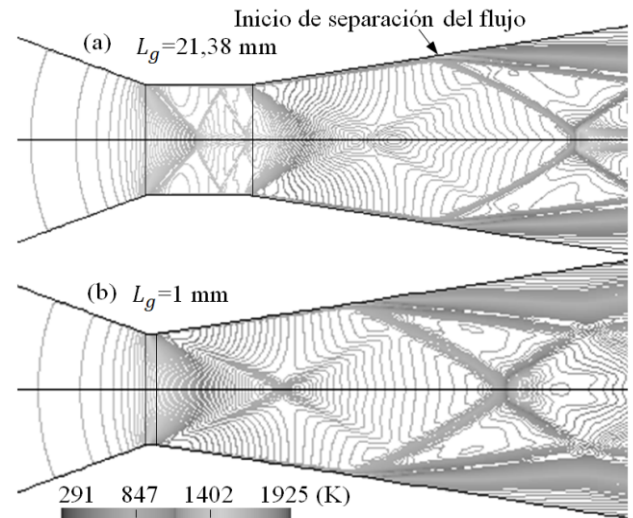


Fig. 8. Patrones de choque, línea de contorno de temperatura estática.

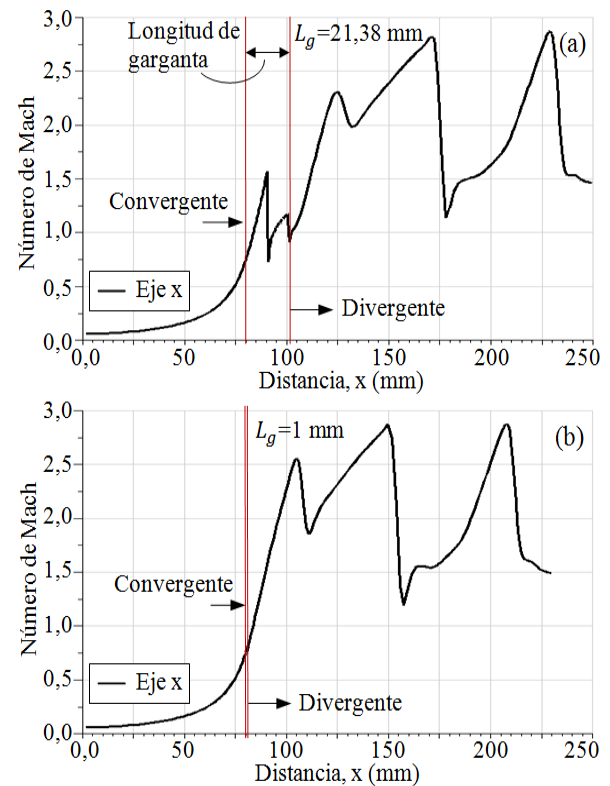


Fig. 9. Patrón de número de Mach en la simetría axial. (a) Longitud de garganta 21,38 mm. (b) Longitud de garganta 1 mm.

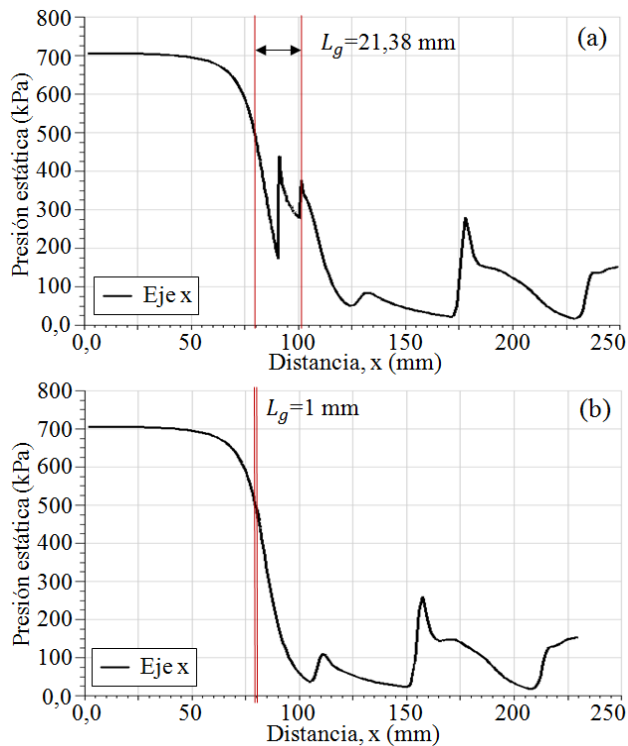


Fig. 10. Patrón de presión estática en la simetría axial. (a) Longitud de garganta 21,38 mm. (b) Longitud de garganta 1 mm.

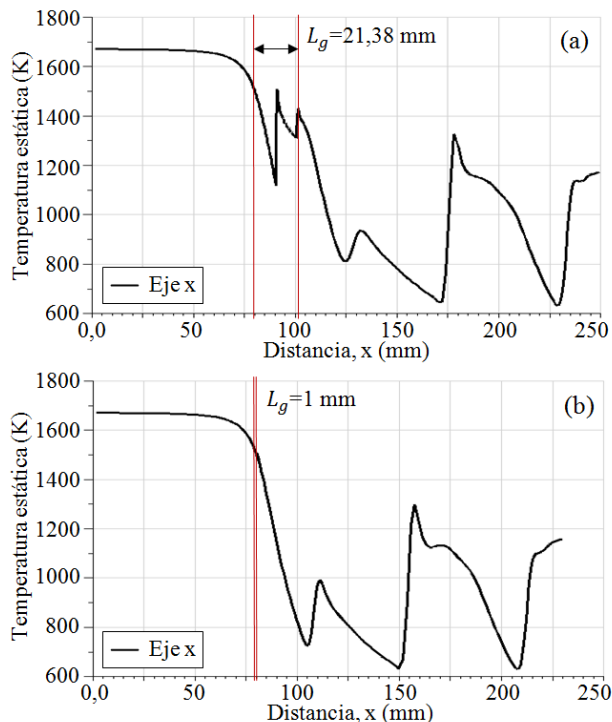


Fig. 11. Patrón de temperatura estática en la simetría axial. (a) Longitud de garganta 21,38 mm. (b) Longitud de garganta 1 mm.

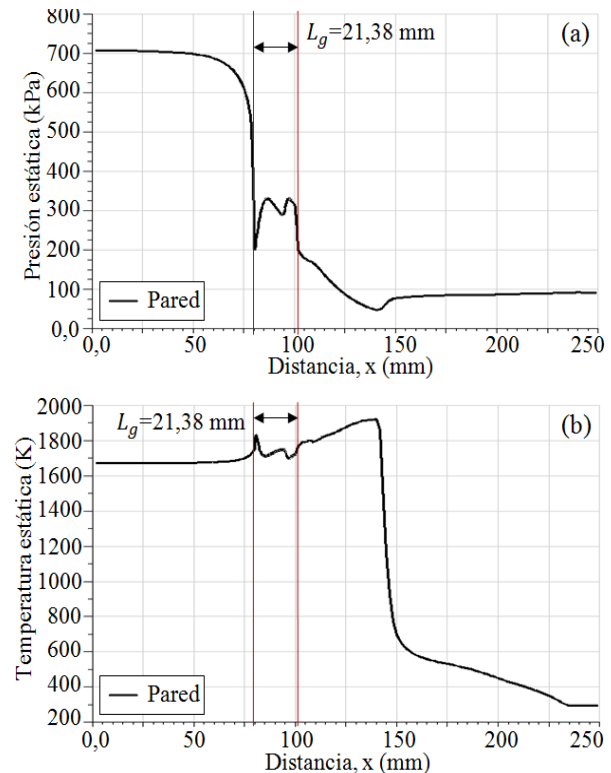


Fig. 12. (a) Patrón de presión estática en la pared. (b) Patrón de temperatura estática en la pared. Para ambos casos: longitud de garganta 21,38 mm.

Como puede verse en la Fig. 9, en la longitud de garganta $L_g = 21,38$ mm se evidencia la desaceleración del flujo, la cual fluctúa a velocidad transónica y una región del flujo alcanza un pico de velocidad supersónica estimado de Mach 1,55; mientras que, para $L_g = 1$ mm el flujo se acelera sin perturbaciones e ingresa a la divergente por debajo de la velocidad sónica, por lo cual, define un patrón de comportamiento. Al ingresar el flujo a la divergente, para el primer pico de número de Mach, para $L_g = 1$ mm, se ha incrementado su velocidad, por tanto, el flujo tiene un mejor desarrollo con respecto a la otra longitud de garganta que ingresa a la divergente a velocidad sónica Mach 1. Para ambos dominios, el segundo y tercer pico se encuentran en el rango de número de Mach 2,5 – 3; así como el flujo a la salida de la tobera es supersónico, con una velocidad estimada de Mach 1,5. Así mismo, para los parámetros de número de presión estática (Fig. 10) y temperatura estática (Fig. 11) se muestran los patrones de comportamiento en la garganta y en la divergente, donde se observan sus magnitudes máximas y mínimas.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

Para el caso del flujo adyacente a la pared de la divergente, como puede verse en la Fig. 12, se evidencia dónde se presenta la separación del flujo con una caída de presión, en la posición en el rango de 140–145 mm. Desde la caída de presión hasta la salida de la tobera se tiene una trayectoria de la presión con una tendencia horizontal. Para el caso de la temperatura, y para la misma posición 140–145 mm, se observa que la temperatura máxima alcanzó un valor estimado de 1900 K, el cual es mayor al de la cámara de combustión de 1673,15 K; luego del choque, se presenta una caída abrupta de la temperatura casi de forma vertical. La temperatura máxima que se presenta en la divergente para un flujo sobreexpandido corrobora con lo que se presenta en la realidad, tal como se mostró en la Fig. 2 [8] del efecto de la alta temperatura con un tono de color en la pared de acero.

La tobera cónica ULA-2 del presente trabajo, con relación $L_q/D_q = 0,9136$ y $L_d/D_q = 6,358$, tiene un ángulo medio $9^\circ 9'$ de la divergente y el comportamiento de la trayectoria de presión del flujo en la divergente es similar con respecto a la tobera experimental ULA-1A XP, con $L_q/D_q = 1,101$ y $L_d/D_q = 10,41$, y con ángulo medio 11° , estudiado por Tolentino et al. [20]. No obstante, para un ángulo medio mayor de 9° de la divergente, los patrones de choque tienen una configuración diferente, tal como fue reportado para la misma tobera ULA-1A XP analizada para un dominio 2D con diferentes ángulos medio en el rango de $\sim 11,5^\circ < \alpha < \sim 13,5^\circ$ [31]. Por tanto, el flujo es influenciado a cambiar su comportamiento por la variación del ángulo medio y la longitud de la divergente. Cabe señalar que la tobera ULA-2 fue estudiada con paredes adiabáticas, por lo cual, no se tomó en cuenta la pérdida de calor a través de las paredes; en un proceso real, el efecto térmico interviene en la interacción del campo de flujo, en la pared de la tobera y en la región del flujo del ambiente externo adyacente a la pared [9], [32]. Se destaca que el efecto térmico se puede observar en diferentes toberas que han sido ensayadas experimentalmente para un flujo sobreexpandido cuando se presenta el choque en la divergente, y tiene consecuencias en la estructura de la

tobera, pues podría deformar cuando el efecto térmico supera los límites térmicos de diseño por largos tiempos de operación para un flujo sobreexpandido.

La desaceleración del flujo en la longitud de garganta obtenido para la tobera cónica ULA-2, para $rp = 7,234$, presentó resultados casi similares con la tobera cónica ULA-1A XP para $rp = 6,234$ [20]; donde el flujo presentó fluctuaciones con presencia de ondas de choque oblicuas, con un pico de valor estimado de Mach 1,4, siendo este valor menor para el caso de la tobera ULA-2 con Mach 1,55. No obstante, el flujo de la tobera ULA-2 para $L_q/D_q = 0,042$, en la sección de la garganta, se aceleró sin presencia de choques oblicuos, así como para la tobera ULA1A-XP para $L_q/D_q = 0,0659$ [31].

Por tanto, existe una influencia en el desarrollo del flujo en la sección de la garganta con respecto a su longitud y la influencia del ángulo medio de la divergente. Esto es para la condición de flujo sobreexpandido. La geometría de la tobera cónica ULA-2 del dominio computacional 2D no tiene curvatura en los vértices que unen la garganta con la convergente y la divergente, mientras que, el estudio de la tobera ULA-1A XP [31] sí tiene ligeras curvaturas; la velocidad, la presión, la temperatura, entre otros parámetros termodinámicos presentan fluctuaciones y disminuyen las fluctuaciones al reducir la longitud de garganta. En otro estudio se señala que el flujo subexpandido en la tobera cónica clasificada como Helios-X [33] con longitud de garganta y $L_q/D_q = 1,07$, el flujo se desaceleró en la longitud de garganta con un comportamiento escalonado sin presencia de choques oblicuos, no obstante, el flujo salió de la tobera a velocidad supersónica ligeramente mayor de Mach 3.

El comportamiento del perfil de la presión en la pared de la tobera ULA-2 es similar al de la tobera ULA-1A XP [20], y esto se debe a la longitud de la divergente y el ángulo medio 11° . No obstante, para toberas planas con longitudes de la divergente menores a la tobera ULA-2 y ULA-1A XP, y con ángulos medios alrededor de 11° , el comportamiento del patrón de presión en la pared es diferente, tal es el caso para el flujo en una tobera plana experimental estudiado por Hunter [34] para

un ángulo medio de la divergente de $11,01^\circ$ que presentó una menor caída de presión en la pared, para el rango de $rp: 1,255 - 5,423$, en el que el comportamiento de la trayectoria de la presión fue creciente con una curvatura hacia la salida de la tobera; en tal sentido, existe una influencia de la divergente con respecto a su longitud. En la divergente, para un flujo sobrexandido, cuando el flujo se frena producto del choque, el flujo se separa de la pared aguas abajo, por lo cual se origina una interacción del choque oblicuo con la capa límite, se presentan los gradientes adversos de presión y la transición de choque libre (FSS, por sus siglas en inglés) [35], [36], [37]; en la región central, antes del choque la presión es menor y después del choque la presión es mayor; la región del flujo adyacente a la pared, mucho antes de la separación del flujo la presión es mayor, la presión después del choque es menor que la presión del ambiente de la atmósfera, por lo cual, el flujo ingresa rozando las paredes internas de la tobera y se presenta una recirculación del flujo.

4. CONCLUSIONES

Del análisis realizado del flujo sobrexandido en la tobera cónica ULA-2 con longitud de garganta, se concluye que:

En la sección de la garganta para $L_g = 21,38 \text{ mm}$, que corresponde para $L_g/D_g = 0,9136$, se presentan ondas de choques oblicuas, por lo cual el flujo se desacelera; no obstante, en la misma sección de la garganta, para una longitud $L_g = 1 \text{ mm}$ que corresponde a $L_g/D_g = 0,042$, el patrón de flujo de velocidad tiene un comportamiento acelerado a velocidad transónica, y presenta un buen desarrollo el régimen del flujo; por tanto, la longitud de garganta influye en la aceleración del flujo. En la simetría axial, en la divergente, para $L_g = 1 \text{ mm}$, una región del flujo adyacente a la garganta es influenciada a incrementar su velocidad a un valor estimado Mach 2,5; además, el flujo presenta fluctuaciones de sus propiedades termodinámicas por la presencia de ondas de choque oblicuas. En la salida de la tobera el flujo alcan-

za un valor estimado de Mach 1,5 para ambas longitudes de garganta, por tanto, no se ve afectado cuando disminuye la longitud de garganta.

Después del choque, la presión del flujo en las paredes de la divergente disminuye a una presión menor a la del ambiente de la atmósfera, por lo que induce al flujo a presentar una recirculación. El cambio de presión antes y después del choque oblicuo no es abrupto; las cargas laterales de la presión interna del flujo no tiene una mayor incidencia de manera significativa sobre la estructura de la tobera.

La temperatura del flujo presenta un valor máximo de 1900 K en la pared adiabática de la divergente, en la región en la que se presenta la separación de flujo producto del choque oblicuo, a causa del incremento de la energía interna como consecuencia del frenado del flujo en esa región, y cuya magnitud de la temperatura es mayor que de la cámara de combustión. Por tanto, antes del choque está presente una carga térmica de mayor temperatura en las paredes de la tobera, y de menor temperatura después del choque.

5. TRABAJOS FUTUROS

En los trabajos futuros para las simulaciones del campo de flujo sobrexandido y flujo subexpandido en la tobera ULA-2, para un dominio 2D y 3D, se tiene previsto incrementar el ángulo medio de la divergente en el rango de $9^\circ \leq \alpha \leq 18^\circ$, para diferentes longitud de garganta L_g , con el objeto de analizar la influencia del incremento del ángulo medio de la divergente.

6. AGRADECIMIENTOS

Mi agradecimiento a Jehová, mi Dios todopoderoso, mi fuente de sabiduría e inspiración. A la Comisión Rectoral del Programa de Ciencias Espaciales (CRP-CE) y al Grupo de Ciencias Atmosféricas y del Espacio

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

(GCAE) de la Universidad de Los Andes (ULA), Mérida, Venezuela, por el gran aporte de asesoría técnica recibida en sus instalaciones.

7. CONFLICTO DE INTERESES

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

8. 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] F. White, *Fluids Mechanics*, 8th ed., New York, USA: McGraw-Hill Education, 2016.
- [4] 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>
- [5] F. White, *Viscous fluid flow*, 3rd ed., New York, USA: McGraw-Hill, 2006.
- [6] H. Schlichting and G. Klaus, *Boundary-layer theory*, 9th ed., Berlin Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2017.
- [7] 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>
- [8] F. A. Riveros y L. A. Rodriguez, "Diseño y construcción de un cohete aficionado controlado mediante el accionamiento de una tobera de empuje vectorial". Trabajo de grado, dirigido por J. A. Aponte, Facultad de ingeniería, Universidad Militar Nueva Granada, Bogotá, Colombia, 2010.
- [9] 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>
- [10] 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>
- [11] G. S. Settles, "Toma ultrarrápida de imágenes de ondas de choque, explosiones y disparos". *Revista Investigación y Ciencia*, pp. 74-83, no. 356, may, 2006, <http://www.investigacionyciencia.es/revistas/investigacion-y-ciencia/genes-de-la-longevidad-419/toma-ultrarrpida-de-imgenes-de-ondas-de-choque-explosiones-y-disparos-5828>
- [12] J. Blazek, *Computational fluid dynamics: principles and applications*, 3rd ed., Oxford, United Kingdom: Butterworth-Heinemann, 2015.
- [13] A. Okninski, B. Marciniak, B. Bartkowiak, D. Kaniewski, J. Matyszewski, J. Kindracki and P. Wolanski, "Development of the polish small sounding rocket program", *Journal Acta Astronautica*, vol. 108, pp. 46-56, 2015, doi: <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2014.12.001>
- [14] J. Huh, B. Ahn, Y. Kim, H. Song, H. Yoon and S. Kwon, "Development of a university-based simplified H₂O₂/PE hybrid sounding rocket at KAIST", *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, vol. 18, no. 3, pp. 512-521, 2017, doi: <https://dx.doi.org/10.5139/IJASS.2017.18.3.512>

- [15] C. Nilsen, S. Meriam and S. Meyer, "Purdue liquid oxygen-liquid methane sounding rocket", *AIAA SciTech Forum*, 2019, San Diego, California, doi: <https://doi.org/10.2514/6.2019-0614>
- [16] F. Heeg, L. Kilzer, R. Seitz and E. Stoll, "Design and test of a student hybrid rocket engine with an external carbon fiber composite structure", *Aerospace*, vol. 7, no. 57, pp. 1-19, 2020, doi: <https://doi.org/10.3390/aerospace7050057>
- [17] V. Marcano, P. Benítez, C. La Rosa, L. Lacruz, M. A. Parco, J. Ferreira, R. Andressen, A. Serra, M. Peñaloza, L. Rodríguez, J. E. Cárdenas, V. Minitti y J. J. Rojas, "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>
- [18] G. Ordoñez, "Diseño y fabricación de un cohete híbrido con aceleradores sólidos auxiliares para alcanzar altitudes extremas con fines de investigación", *Revista ciencia y Tecnología*, vol. 10, no. 1, pp. 101–113, 2008, https://unac.edu.pe/documentos/organizacion/vri/eu/Revista_Ciencia_y_Tecnologia/CienciaTecnologia10.pdf
- [19] R. Nakka, "Richard Nakka's Experimental rocketry web site". [Online]. Available: <https://www.nakka-rocketry.net>, consultado el 5 de julio de 2020.
- [20] 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>
- [21] D. C. Wilcox, *Turbulence modeling for CFD*, 3rd ed., California, USA: DCW Industries, 2006.
- [22] 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.
- [23] J. Anderson, *Hipersonic and high temperature gas dynamics*, Virginia, USA: AIAA, 2019.
- [24] W. Sutherland, "The viscosity of gases and molecular force", *Philosophical Magazine series 5*, pp. 507–531, 1893, doi: <https://doi.org/10.1080/14786449308620508>
- [25] F. R. Menter, "Two equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications", *AIAA Journal*, vol. 32, no. 8, pp. 1598–1605, 1994, doi: <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- [26] 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>
- [27] 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/10.3333/rp.vol45n1.03>
- [28] 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://revistas.saber.ula.ve/index.php/cienciaeingenieria/article/view/7443>
- [29] 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.
- [30] Y. A. Cengel and J. M. Cimbala, *Fluid mechanics: Fundamentals and applications*, 4th ed., New York, USA: McGraw-Hill, 2017.

DOI: <https://doi.org/10.21501/21454086.3707>

- [31] 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>
- [32] 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>
- [33] S. L. Tolentino, R. Nakka, S. Caraballo y 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>
- [34] C. A. Hunter, "Experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows", *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & exhibit*, july 1998, Cleveland, OH, doi: <https://doi.org/10.2514/6.1998-3107>
- [35] 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>
- [36] E. Martelli, P. P. Ciottoli, L. Saccoccio, F. Nasuti, M. Valorani and M. Bernardini, "Characterization of unsteadiness in an overexpanded planar nozzle", *AIAA Journal*, vol. 57, no. 1, pp. 239-251, 2019, doi: <https://doi.org/10.2514/1.J057162>
- [37] 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>