

Amplificación de la turbulencia a través de una onda de choque en régimen hipersónico

Cuadra, Alberto *, Huete, César** y Vera, Marcos

Departamento de Ingeniería Térmica y de Fluidos, Universidad Carlos III de Madrid, 28911, Leganés

* Autor principal y responsable del trabajo; Correo electrónico: acuadra@ing.uc3m.es (AC)

** Correo electrónico: chuete@ing.uc3m.es (CH)

Resumen: El interés por el desarrollo de armas hipersónicas está aumentando en los últimos años de forma notable. Las principales potencias mundiales han ensayado con éxito misiles hipersónicos de crucero, que, a diferencia de sus competidores directos (misiles balísticos o de crucero subsónico), ofrecen maniobrabilidad a velocidades que superan en un factor de orden 5 la velocidad del sonido. No obstante, aún existen fuertes barreras tecnológicas que impiden que estos misiles puedan considerarse una alternativa fiable en el corto plazo. Las altas cargas térmicas que afectan a la estructura, la formación de plasma inducido por intensas ondas de choque que interfiere con la comunicación, así como la estabilidad aerodinámica por la presencia de zonas turbulentas en órbitas bajas son problemas de gran envergadura técnica. En este trabajo, calculamos el incremento de la intensidad de la turbulencia al atravesar una onda de choque en régimen hipersónico, el cual tiene interés en los tres problemas mencionados. Encontramos que la intensidad y la energía cinética turbulenta (TKE) de las fluctuaciones se amplifican más a través del choque que en el caso con química congelada (régimen no hipersónico). Además, el número de Reynolds turbulento también se amplifica a través del choque para números de Mach hipersónicos en presencia de disociación y excitación vibratoria, a diferencia de la atenuación observada en el caso con química congelada. La presencia de múltiples especies químicas remodela la curva TKE vs el número de Mach incidente generando dos máximos que se ajustan bastante bien a los procesos de disociación del O_2 y N_2 . Las condiciones de salto sin perturbaciones a lo largo del choque se calculan utilizando Combustion Toolbox, un código termoquímico propio capaz de capturar fenómenos de alta temperatura como disociación, ionización y recombinación en mezclas multicomponente, que resultan ser los efectos dominantes en los choques hipersónicos en aire.

Palabras clave: Misiles Hipersónicos, Ondas de Choque, Turbulencia, Termoquímica

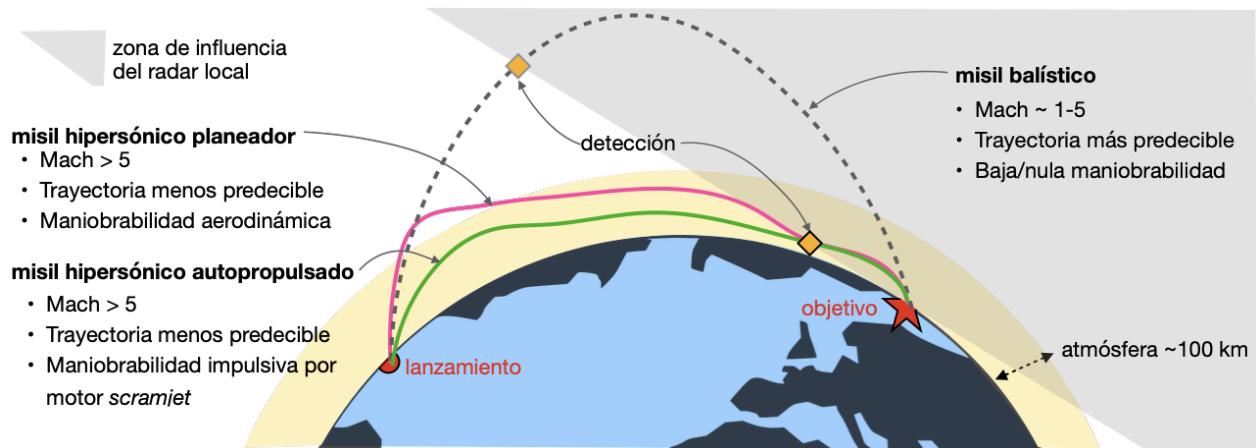


Figura 1. Trayectorias características de misiles de largo alcance: balístico vs hipersónico.

1. Introducción

Las tecnologías hipersónicas se han investigado durante más de seis décadas, pero su atención se ha visto incrementada en los últimos años debido al aumento significativo de las tensiones geopolíticas entre las principales potencias mundiales [1]. De hecho, el número de publicaciones sobre fenomenología hipersónica ha aumentado constantemente desde principios de los años 80 debido a su renovada relevancia en aplicaciones aeronáuticas, astronáuticas y militares [2].

El principal interés, desde el punto de vista militar, está asociado con los misiles de largo alcance, capaces de recorrer distancias transoceánicas. Los misiles de largo alcance que están actualmente en servicio son principalmente de tipo balístico. Estos están caracterizados por una trayectoria cuasi-parabólica, de gran ascenso y descenso como se muestra en la Fig. 1. La principal ventaja es que la tecnología base (un cohete multi-etapa cuando son lanzados desde tierra) está muy afianzada por lo que tienen una alta fiabilidad. Consecuentemente, los sistemas de defensa también están muy desarrollados y permiten detectar el misil incluso en la etapa de ascenso. No obstante, la trayectoria cuasi-parabólica es una simplificación si nos fijamos en los misiles balísticos actuales, los cuales incluyen maniobrabilidad aerodinámica (pasiva) y/o impulsiva (activa), lo que hace que sea mucho más complicado una eventual interceptación [3]. Además, algunos de estos misiles (Kinjal Kh-47M2, Zircon 3M22; desarrollados en Rusia) también pueden ser catalogados como hipersónicos en relación con su velocidad (número de Mach mayor o igual a 5). Sin embargo, la categoría de misil hipersónico suele asociarse a misiles de trayectoria no balística y régimen de vuelo de Mach > 5, que vienen a cubrir las carencias de los misiles balísticos: por un lado, pueden hacer trayectos intercontinentales a mucha menor altitud, lo que retrasa su detección por medios terrestres (ver Fig. 1) y, por otro lado, presentan una mayor maniobrabilidad [4]. Los misiles hipersónicos pueden englobarse en dos grandes categorías: vehículos de planeo hipersónico y vehículos autopropulsados que respiran aire.

Los misiles de planeo hipersónico están basados en tecnología consolidada y su efectividad está relativamente comprobada. La mayor dificultad reside en la maniobrabilidad y el control. Los misiles hipersónicos autopropulsados, además, involucran un motor (típicamente un estado-reactor de combustión supersónica o *scramjet*) que ha de operar en condiciones muy exigentes de forma sostenida. A diferencia del motor cohete, que obliga a la aeronave a cargar con el oxígeno (70% del peso de la

mezcla reactiva), el *scramjet* aprovecha el oxígeno del aire, haciéndolo mucho más ligero. Por contra, es mucho más complicado de operar y solo funciona a partir de determinadas velocidades supersónicas, por lo que necesita de una primera etapa o ha de ser lanzado por un vehículo supersónico. El carácter hipersónico ($Mach > 5$) y por tanto supersónico ($Mach > 1$) de estos misiles conlleva irremediabilmente la aparición de ondas de choque sobre el fuselaje de la aeronave. Las ondas de choque son frentes de compresión que aumentan la temperatura, la densidad y la presión del gas, típicamente en una relación que va con el número de Mach normal al frente de onda al cuadrado. Además de la onda de choque de morro—una onda de choque oblicua formada en la parte más frontal de la aeronave—se generan más ondas secundarias en función de la morfología de la aeronave. Para el caso de vehículos planeadores, como ocurre con la reentrada de transbordadores espaciales como el Shuttle, la onda de choque de morro dicta las condiciones aerotérmicas del aire que envuelve la aeronave. Teniendo en cuenta que la presión y la temperatura pueden aumentar en varios órdenes de magnitud a través del choque, la predicción de las propiedades del flujo tras la onda de choque es fundamental para el diseño aerodinámico del fuselaje, pues este ha de soportar cargas térmicas muy elevadas, aumentadas a su vez por la fricción del flujo de aire con la aeronave en la capa límite. Por ello, la aeronave es equipada con sistemas de protección térmica (TPS, por sus siglas en inglés) [5]. En condiciones de reentrada, el número de Reynolds que caracteriza el flujo de aire alrededor de la aeronave, y por tanto las propiedades aerodinámicas, es relativamente bajo debido a la baja densidad del aire exterior, lo que provoca que el flujo sea principalmente laminar y la turbulencia juegue un papel secundario. El papel de la turbulencia crece, sin embargo, a medida que la aeronave disminuye de altitud y la densidad del aire aumenta [6].

Los misiles hipersónicos planeadores requieren una densidad mínima de aire para sustentarse mientras avanzan a gran velocidad. De igual forma, los misiles autopropulsados por *scramjet* demandan oxígeno—y por tanto aire—para la combustión. A medida que la altitud disminuye—y este es el objetivo de los misiles hipersónicos: una trayectoria de crucero de baja altitud a gran velocidad—la densidad aumenta y con ello crece el número de Reynolds asociado al flujo que envuelve la aeronave, incrementando la intensidad de la turbulencia generada, por ejemplo, en la capa límite del fuselaje. Junto con la turbulencia inducida por la interacción del aire con la aeronave podemos encontrar la turbulencia atmosférica, como se muestra en la Fig. 2. Si bien la turbulencia es generalmente un fenómeno no deseado en el vuelo de una aeronave, especialmente porque afecta a la maniobrabilidad y el control de esta, puede presentar efectos positivos como, por ejemplo, mejorar el mezclado del combustible con el aire en la cámara de combustión. Esto es de gran importancia porque, en condiciones supersónicas dentro de la cámara de combustión, el combustible y el aire tienen que mezclarse a nivel microscópico para poder reaccionar, y el tiempo de residencia es del orden del milisegundo [7]. Las ondas de choque también se ven afectadas por la turbulencia, deformándose y adaptándose a las propiedades cambiantes del flujo turbulento. Paralelamente, las ondas también pueden modificar la turbulencia y promover la ignición de la capa de mezcla [8]. Cuando las ondas de choque aparecen en condiciones hipersónicas, la intensa compresión conduce al gas a altas temperaturas que pueden activar fenómenos termoquímicos complejos, como la excitación vibracional, la disociación, la excitación electrónica y la ionización. Por tanto, las ondas de choque tienen dos efectos positivos para el *scramjet*: aumentan la turbulencia, que favorece el mezclado y las reacciones en la cámara de combustión, y fomenta la disociación del oxígeno molecular, que disminuye el tiempo de ignición.

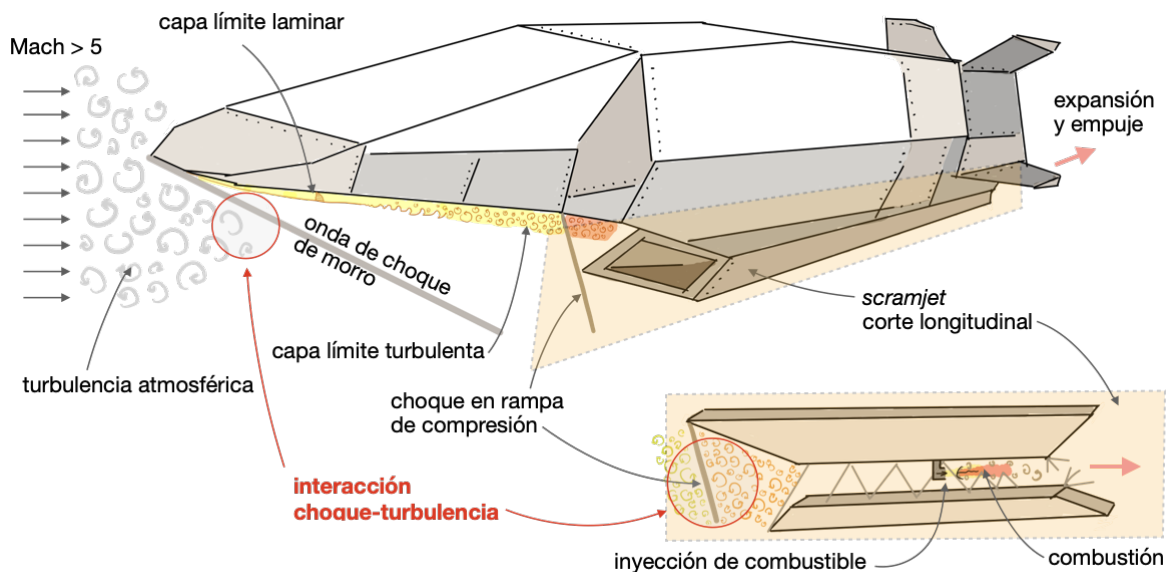


Figura 2. Esquema de la interacción choque-turbulencia en un misil hipersónico (número de Mach de vuelo > 5) equipado con un motor *scramjet* en la parte inferior de la aeronave.

La interacción de los choques hipersónicos con la turbulencia en el aire se aborda en este trabajo utilizando un análisis de interacción lineal (LIA, por sus siglas en inglés). Suponiendo que la turbulencia se compone de pequeñas fluctuaciones de vorticidad y que las perturbaciones aguas abajo se pueden separar, utilizando la descomposición de Kovaznay, en modos independientes de vorticidad, entropía y sonido, se utiliza el LIA para calcular la amplitud de los modos de perturbación posteriores al choque, siguiendo los trabajos pioneros de Ribner [9]. El análisis exige la linealización de la curva Rankine-Hugoniot (RH), previamente calculada con Combustion Toolbox [10]. Este código termoquímico incluye rutinas para resolver con precisión procesos que implican fuertes cambios en la presión dinámica, como detonaciones en estado estacionario y ondas de choque que implican transformaciones en la estructura molecular del gas (ver DESEi+d 2022-214 para más detalles sobre otras capacidades de Combustion Toolbox). Aquí, a diferencia de nuestro trabajo anterior [11] que abordó gases diatómicos simétricos de una sola especie, la curva de RH no se puede expresar analíticamente en términos de parámetros fundamentales, como las temperaturas características de rotación, vibración o disociación. No obstante, el enfoque actual se beneficia de la inclusión de efectos más complejos, como la recombinación en gases de múltiples especies y la ionización, lo que aumenta el rango de aplicación de la teoría a los números de Mach más allá de 10. Además de las suposiciones en el estándar LIA, la incorporación de efectos termoquímicos requiere que el tamaño característico de la corrugación del choque sea mucho mayor que el grosor de la región termoquímica en no-equilibrio detrás del mismo. Se espera que la precisión de esta aproximación en los sistemas hipersónicos prácticos mejore a medida que aumenta el número de Mach de vuelo, ya que la temperatura detrás del choque aumenta con el número de Mach, y también cuando la altitud disminuye, pues aumenta la densidad. Ambas condiciones promueven las colisiones intermoleculares y por tanto el tiempo para alcanzar el equilibrio termoquímico es más corto.

2. Propiedades del aire detrás de la onda de choque

Considérese primero el problema de una onda de choque normal, no perturbada, en una corriente de aire fría, no viscosa e irrotacional. La densidad, la presión, la velocidad del flujo y la entalpía previas al choque se indican en el marco de referencia del choque, respectivamente, como ρ_1 , p_1 , u_1 , h_1 . Las variables de flujo correspondientes en el gas posterior al choque se indican como ρ_2 , p_2 , u_2 y h_2 . Las relaciones RH correspondientes son

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{\rho_1 u_1^2}{p_1} \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \quad \text{y} \quad \frac{h_2}{h_1} = 1 + \frac{1}{2} \frac{u_1^2}{h_1} \left[1 - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\right], \quad (1)$$

habiendo hecho uso de la ecuación de la continuidad, que dicta que el flujo másico por unidad de área de la onda de choque no varía, $\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2$. Nótese que para una onda de choque oblicua, las relaciones son las mismas si u_1 y u_2 hacen referencia a la componente normal de la velocidad medida desde el choque. Estas ecuaciones se complementan con las ecuaciones de estado de gas ideal $p = \rho R_g T$, donde R_g es la constante de gas de la mezcla de gases, y la función de estado correspondiente para la entalpía, que depende de la temperatura y de las propiedades de la mezcla. Téngase en cuenta que la entalpía se reduce a $h = \gamma/(\gamma - 1)p/\rho$ para un gas caloríficamente perfecto, donde el cociente de calores específicos es constante (igual a 1,4 para el aire). Esto permite reescribir (1) con $\rho_1 u_1^2/p_1 = \gamma \mathcal{M}_1^2$ y $u_1^2/h_1 = (\gamma - 1)\mathcal{M}_1^2$, para el salto de presiones y entalpía, respectivamente, donde la función $\mathcal{M}_1 = u_1/a_1$ es el número de Mach delante de la onda de choque y a_1 es la velocidad del sonido aguas arriba. Sin embargo, la hipótesis de gas caloríficamente perfecto no se puede mantener en condiciones hipersónicas. En nuestro caso, $h(T)$ se modela con el uso de la base de datos de la NASA mediante los polinomios NASA9 [12], que tienen un rango de hasta 20.000 K, aunque este límite puede variar con la especie química. Para resolver las propiedades del flujo detrás de la onda de choque hacemos uso de Combustion Toolbox, que implementa la anterior base de datos citada. Esto es, conocido el estado del flujo libre (temperatura, presión y velocidad relativa a la onda de choque), las propiedades detrás de la onda quedan determinadas por la condición de equilibrio termoquímico.

La Fig. 3 (a) muestra la curva de Rankine-Hugoniot (RH) que relaciona el salto de presiones con respecto a la inversa del salto de densidades a través de una onda de choque. Los cálculos se han realizado con aire en condiciones estándar aguas arriba de la onda ($T_1 = 300$ K, $p_1 = 1$ atm, y composición volumétrica $\{\text{N}_2, \text{O}_2, \text{Ar}, \text{CO}_2\} = \{78,08; 20,95; 0,9365; 0,0319\}$). Debido a los efectos endotérmicos, se ve claramente cómo la recombinación y la disociación aumentan la relación de compresión con respecto a la de un gas termoquímicamente congelado (línea discontinua), que supone constantes los valores de $R_g \simeq 287$ J/(kg·K) y $c_v = R_g/(\gamma - 1) \simeq 717,5$ J/(kg·K). Los resultados se han comparado con el código *Chemical Equilibrium with Applications* (CEA) de la NASA [13], mostrando una excelente concordancia en todo el rango de validez. La Fig. 3 (b) muestra el número de Mach aguas arriba \mathcal{M}_1 frente al número de Mach aguas abajo $\mathcal{M}_2 = u_2/a_2$ para las mismas condiciones. De manera similar, se observa que, para números de Mach elevados, el flujo aguas abajo es mucho más subsónico (disminuye \mathcal{M}_2) lo que tiene fuertes implicaciones en el acoplamiento de la onda de choque con el entorno del fuselaje. Otro efecto (no mostrado en las figuras por brevedad) es el carácter endotérmico de las reacciones de disociación e ionización. Por ejemplo, la predicción de la temperatura detrás de una onda de choque normal con $\mathcal{M}_1 = 15$ para un gas supuesto caloríficamente perfecto es $T_2 = 13.408$ K, lo que resulta inviable para cualquier

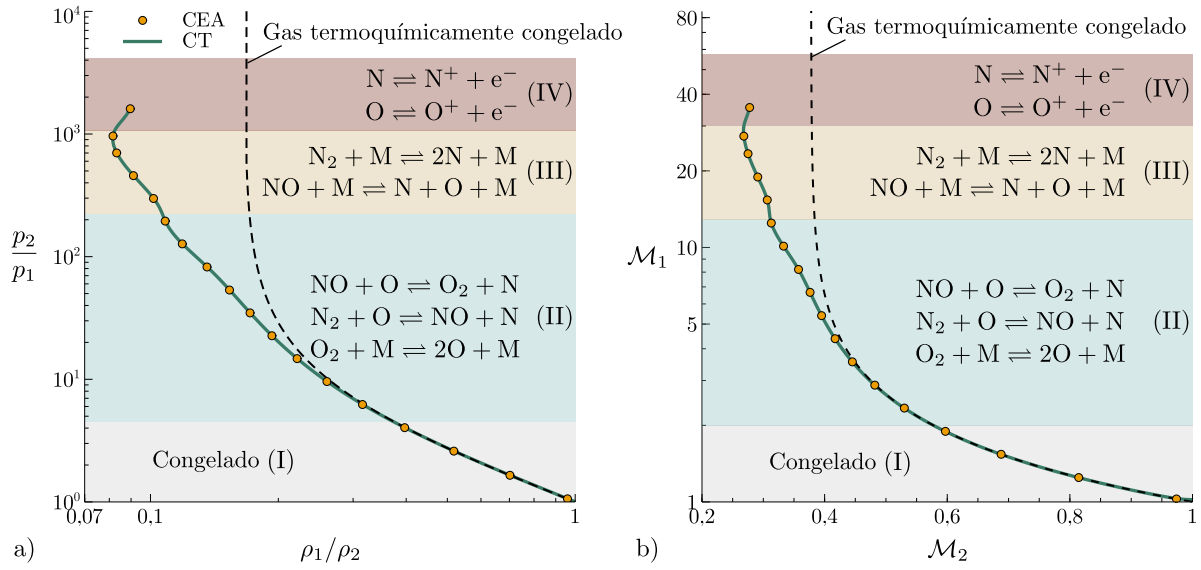


Figura 3. Curvas de RH (a) y número de Mach aguas arriba \mathcal{M}_1 como función del número de Mach aguas abajo \mathcal{M}_2 (b) para aire con $T_1 = 300$ K, presión $p_1 = 1$ atm. Números romanos: regiones con las reacciones dominantes.

material de fuselaje. En realidad, los efectos de alta temperatura son principalmente endotérmicos, lo que provoca que la temperatura tras alcanzar el equilibrio termoquímico sea mucho menor, obteniendo $T_2 = 7.297$ K (reducción del 45 %) si las condiciones del aire aguas arriba son estándar (mayor temperatura que la esperada en la altitud de crucero).

3. Amplificación de la turbulencia por la onda de choque

Caracterizar la turbulencia del flujo en la aeronave es, en sí, un problema de elevada complejidad. Sirva de ejemplo la capa-límite turbulenta, donde el calentamiento aerodinámico por fricción con las superficies de la aeronave genera gradientes elevados de temperatura, pudiendo el gas comenzar a sufrir efectos de no-equilibrio termoquímico de forma local y transitoria. Para reducir el problema al menor número de parámetros posible, el flujo turbulento delante de la onda de choque se supondrá homogéneo e isótropo. Además, supondremos que se puede representar mediante una superposición lineal de ondas de vorticidad, cuyas amplitudes varían con el módulo del número de onda de acuerdo con un espectro de energía isotrópica. La energía cinética turbulenta (TKE por sus siglas en inglés) es una magnitud de gran interés, pues sirve para predecir, por ejemplo, las condiciones del flujo en la entrada del *scramjet*, y, por tanto, cómo de eficiente puede ser el mezclado tras la inyección de combustible. Si bien delante de la onda de choque el valor de TKE_1 puede obtenerse fácilmente, bajo la suposición de isotropía, el valor de TKE_2 no es trivial. Para obtenerlo, cuantificamos la amplificación de la TKE a través del choque, definida a través del parámetro K de la siguiente forma:

$$K = \frac{\text{TKE}_2}{\text{TKE}_1} = \frac{1/2 \langle |\vec{u}'_2|^2 \rangle}{1/2 \langle |\vec{u}'_1|^2 \rangle} \quad (2)$$

donde $\langle |\vec{u}'|^2 \rangle$ denota el valor medio de la energía cinética de la perturbación de velocidad. Al realizar el análisis teórico descrito en Ref.[11], con los detalles omitidos aquí por brevedad, el valor de K se

puede expresar como una fórmula integral. El factor K depende, en última instancia, de la relación de compresión, el número de Mach posterior al choque y un parámetro no dimensional que representa la pendiente de la curva de RH, todos ellos calculados con la ayuda de Combustion Toolbox. En el caso de interés que nos ocupa, tenemos una mezcla de gases compuesta principalmente por O_2 y N_2 . La curva resultante para K se muestra en la línea verde de la Fig. 4. Se ve fácilmente que exhibe dos picos que corresponden con las regiones (II) y (III) de la Fig. 3, respectivamente. La no monotonicidad de K está dictada por el comportamiento de la generación de vorticidad a través del choque, pues la componente acústica de la energía cinética es mucho menor. En particular, hay dos efectos principales que gobiernan el flujo perturbado posterior al choque. A primer orden está la relación de compresión de masa, que aumenta considerablemente por los efectos endotérmicos. Esto provoca que, por conservación de la velocidad tangencial, aumente la componente transversal de la vorticidad. A segundo orden está la pendiente de la curva de RH, que es sensible a los diferentes procesos internos que ocurren dentro de la región en no-equilibrio, como puede observarse en el recuadro de la Fig. 4, donde la tasa de cambio de las fracciones molares con el número de Mach anterior al choque, dX_i/dM_1 , está en fase con K para las especies principales.

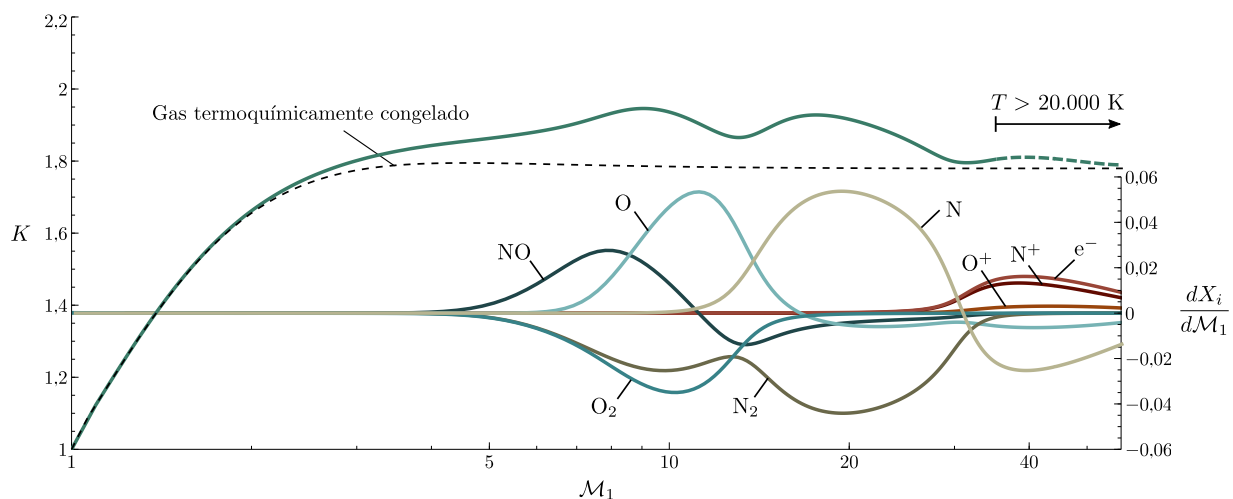


Figura 4. Factor de amplificación K en función de M_1 (línea verde). La línea discontinua corresponde con la aproximación de gas termoquímicamente congelado. El recuadro representa la tasa de cambio de las fracciones molares con M_1 , esto es: dX_i/dM_1 .

Obsérvese que la TKE se calcula suponiendo que el espesor de la región en no-equilibrio es mucho más pequeña que la longitud turbulenta característica. Cuando esta suposición no se cumple, la evolución de la turbulencia dentro de la zona en no-equilibrio ha de tenerse en cuenta. A este respecto, Ghosh et al. [14] encuentran, a través de simulaciones numéricas, que las reacciones químicas dentro de la región en no-equilibrio aumentan la producción de turbulencia en la dirección de propagación del flujo, al contrario que el modelo LIA presentado en este trabajo. Otro efecto que merece mayor atención para regímenes de Mach muy elevados es la inclusión de segundas (y posteriores) ionizaciones del oxígeno y del nitrógeno atómico. Para resaltar esta limitación, se ha utilizado una línea discontinua al mostrar los cálculos de la TKE en la Fig. 4 para $T_2 > 20.000$ K. Los resultados de este modelo permiten anticipar que los fenómenos de ionización adicionales (descritos en Ref. [15]) conducirán a picos adicionales de menor amplitud en la curva de la amplificación de la energía cinética turbulenta K vs número de Mach M_1 .

4. Conclusiones

Los efectos endotérmicos de alta temperatura (vibración molecular, disociación molecular e ionización atómica) modifican considerablemente las propiedades del aire detrás de choques hipersónicos una vez alcanzado el equilibrio termodinámico. En general, el gas es mucho más denso, más lento y más frío que en condiciones análogas que supongan el gas termoquímicamente congelado. Relativo a la amplificación de la turbulencia, el análisis de perturbaciones lineales predice un aumento en la intensidad de la turbulencia de un choque hipersónico y una mayor duración de esta. La mayor parte de la energía turbulenta se almacena en forma de vorticidad para números de Mach elevados.

Referencias

1. Mattis J. Summary of the 2018 national defense strategy of the United States of America. Department of Defense Washington United States; 2018.
2. Theofilis V, Pirozzoli S, Martin P. Special issue on the fluid mechanics of hypersonic flight. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*. 2022;36:1-8.
3. Duniam ST, Wilson RS. The Missile Threat: A Taxonomy for Moving Beyond Ballistic. *Aerospace*. 2020;8:1-24.
4. Speier RH, Nacouzi G, Lee C, Moore RM. Hypersonic missile nonproliferation: hindering the spread of a new class of weapons. RAND Corporation; 2017.
5. Uyanna O, Najafi H. Thermal protection systems for space vehicles: A review on technology development, current challenges and future prospects. *Acta Astronautica*. 2020;176:341-56.
6. Urzay J, Di Renzo M. Engineering aspects of hypersonic turbulent flows at suborbital enthalpies. *Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research*. 2021:7-32.
7. Marble FE. Gasdynamic enhancement of nonpremixed combustion. In: *Symposium (International) on Combustion*. vol. 25. Elsevier; 1994. p. 1-12.
8. Huete C, Sánchez AL, Williams FA. Diffusion-flame ignition by shock-wave impingement on a hydrogen–air supersonic mixing layer. *Journal of Propulsion and Power*. 2017;33(1):256-63.
9. Ribner HS. Shock-turbulence interaction and the generation of noise. vol. 1233. National Advisory Committee for Aeronautics; 1954.
10. Cuadra A, Huete C, Vera M. Combustion Toolbox: A MATLAB-GUI based open-source tool for solving gaseous combustion problems; 2022. Version 0.9.93. [doi:10.5281/zenodo.5554911](https://doi.org/10.5281/zenodo.5554911).
11. Huete C, Cuadra A, Vera M, Urzay J. Thermochemical effects on hypersonic shock waves interacting with weak turbulence. *Physics of Fluids*. 2021;33(8):086111.
12. McBride BJ. NASA Glenn coefficients for calculating thermodynamic properties of individual species. National Aeronautics and Space Administration, Glenn Research Center; 2002.
13. Gordon S, McBride BJ. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. Part 1: Analysis. No NAS 161:1311. 1994.
14. Ghosh S, Kerkar PP. Non-equilibrium Effects on DNS of Hypersonic Shock/Turbulence Interaction. In: *AIAA SCITECH 2022 Forum*; 2022. p. 2015.
15. Askari O. Thermodynamic properties of pure and mixed thermal plasmas over a wide range of temperature and pressure. *Journal of Energy Resources Technology*. 2018;140(3).