

Modelo cero-dimensional para diseño de propulsores de plasma pulsantes ablativos de Teflón[®]

Emmanuel W. Gomez^{1,2} y Sergio A. Elaskar^{1,2}

¹ Instituto de Estudios Avanzado en Ingeniería y Tecnología CONICET-UNC, Argentina

² Departamento de Aeronáutica, FCEFyN, Universidad Nacional de Córdoba, Córdoba, Argentina

Fecha de recepción del manuscrito: 15/08/2017

Fecha de aceptación del manuscrito: 25/09/2018

Fecha de publicación: 28/09/2018

Resumen— Se presenta un modelo cero dimensional para estimar la masa ablacionada y el impulso en propulsores de plasma pulsantes ablativos de Teflón[®] (PPPA), el cual es una modificación de modelos desarrollados con anterioridad. El modelo plantea el balance global de la energía, el cual considera la generación y transporte del pulso de corriente, la formación del arco, la disipación de energía por efecto Joule, la aceleración del plasma y la aceleración de los gases neutros. La ecuación resultante del balance de energía queda expresada en función de la masa ablacionada de Teflón[®] y de los principales parámetros eléctricos y geométricos del propulsor. Una expresión explícita de la masa que se ablaciona se obtiene desde este balance. También, se lleva a cabo un estudio de sensibilidad del nuevo modelo respecto de variables tales como la resistividad y la emisividad del plasma en el arco. Se comparan los resultados numéricos con aquellos dados en la literatura especializada para distintos PPPA. Finalmente, se identifican las variables más relevantes respecto a la predicción de la masa ablacionada, el bit de impulso y el impulso específico.

Palabras clave— Propulsión espacial, impulso, masa ablacionada, plasma.

Abstract— To estimate the ablated mass and the impulse in Teflon[®] ablative pulsating plasma thrusters (PPPA), a zero-dimensional model is presented. This model introduces improvements to the models developed in the past. The new model uses the global energy balance, which considers the generation and transport of the current pulse, the arc formation, the energy dissipation by Joule effect, the acceleration of plasma and neutral gases. This energy equation is expressed as a function of the Teflon[®] ablated mass and the most important electric and geometric parameters of the thruster. From the energy balance, an explicit equation for the ablated mass is obtained. Numerical results are compared with data published in the specialized literature for different thrusters. Also, a sensitivity study is carried out regarding variables such as resistivity and plasma emissivity in the arc. Finally, the most relevant variables regarding the prediction of the ablated mass, the bit impulse and the specific impulse are identified.

Keywords— Space propulsion, impulse, ablated mass, plasma.

INTRODUCCIÓN

Existen variados diseños de dispositivos de propulsión espacial eléctrica reportados hasta la fecha, los cuales pueden agruparse en los siguientes tres tipos fundamentales (Sutton y Biblarz, 2001):

- Electrotérmico. El propelente se expande termodinámicamente mediante calentamiento eléctrico y luego se acelera a velocidades supersónicas a través de una tobera (en forma similar a lo que ocurre en un cohete químico). Los “resistojets” son los propulsores más simples dentro de esta categoría.
- Electrostático. La aceleración se logra mediante la interacción de campos electrostáticos sobre partículas

cargadas tales como iones atómicos, pequeñas gotas o coloides.

- Electromagnético. La aceleración se obtiene por medio de la interacción de campos magnéticos en un plasma. Los plasmas son de densidad moderada, eléctricamente neutros y razonablemente buenos conductores de corriente eléctrica.

Dentro de la última categoría se encuentran los propulsores de plasma pulsantes ablativos (PPPA). Estos son dispositivos que ionizan y aceleran el propelente para producir empuje que se produce por medio de efectos electromagnéticos (fuerza de Lorentz) y gasdinámicos, aunque estos últimos son menos significativos. Estos propulsores son utilizados para realizar correcciones de órbita y controles de actitud en pequeños satélites debido a su capacidad de producir reducido bit impulso (I_{bit}) y relativamente elevado impulso específico (I_{sp}). El uso de Teflon[®] como propelente da el beneficio adicional de un diseño compacto y seguridad en la operación debido a que no requiere sistemas de empaquetamiento de combustible

Dirección de contacto:

Emmanuel W. Gómez, Avenida Vélez Sarsfield 1611, Ciudad Universitaria, X5016 CGA. Tel: +54-223-5430721, emmanuelgomez26@hotmail.com

(Rayburn *et al.* 2000). Además, poseen bajos requerimientos de potencia (Burton y Turchi, 1998; Myers y Cassady, 1998). Sin embargo poseen una baja eficiencia de aproximadamente 30%, aunque teóricamente podría alcanzar el 44% y 60% con electrodos de geometría paralela y coaxial respectivamente (Burton *et al.*, 1998).

El PPPA mostrado en la Fig. 1 inicia su ciclo de funcionamiento siempre que la unidad de procesamiento de potencia recibe energía del bus del satélite, cargando el banco de condensadores hasta la tensión de funcionamiento. La barra de teflón es alimentada entre un par de electrodos, que comparten la tensión de los condensadores.

La precisa descripción y simulación de todos los procesos físicos involucrados en el funcionamiento de un PPPA no es una tarea sencilla. Por tal motivo los investigadores trabajan con la finalidad de disponer de herramientas relativamente simples para predecir el comportamiento de este tipo de motores. En esta línea se destacan distintos trabajos realizados para PPPA y motores magnetoplasmadínamicos (Andrenucci *et al.*, 1979; Choueiri, 1998; Brito *et al.*, 2004 y Paoletti *et al.*, 2004), entre otros.

En este artículo se introducen mejoras a un modelo integral propuesto con anterioridad (Brito *et al.*, 2004 y Paoletti *et al.*, 2004), el cual puede utilizarse en motores con cámara de aceleración de geometría coaxial o paralela. Para validar el modelo, los resultados obtenidos son comparados con datos experimentales de motores similares. Con la finalidad de ayudar al diseño de estos propulsores, se realizan estudios de sensibilidad mediante simulaciones numéricas que consideran como variables la resistividad del plasma, el grado de ionización y la emisividad del mismo.

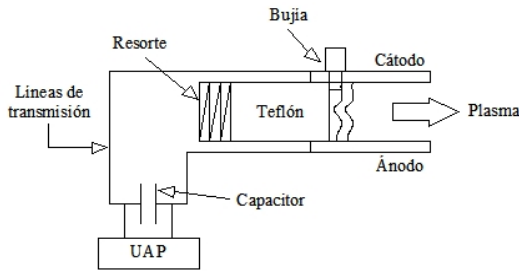


Fig. 1. Esquema de funcionamiento de un PPPA.

DESCRIPCIÓN DEL FUNCIONAMIENTO DE UN PPPA

En la Fig. 1 se describe esquemáticamente el funcionamiento de un PPPA. En la misma se destacan los elementos fundamentales que componen estos motores, como la unidad acondicionadora de potencia (UAP), el banco de capacitores, la bujía de ignición y la barra de teflón comprimida por un resorte.

Inicialmente, la UAP es la encargada de cargar el capacitor el cual establece una determinada tensión en los electrodos. Posteriormente, la bujía da inicio a la descarga de corriente o arco eléctrico entre el ánodo y el cátodo en cercanías de la superficie del propelente, liberando la energía previamente almacenada en el capacitor. La elevada

temperatura en la cámara producto de la descarga de corriente es suficiente para ablacionar una pequeña capa de la superficie de Teflón® e ionizar parcialmente el gas resultante, el cual será acelerado hacia el exterior de la cámara por medio de la fuerza de Lorentz. El gas que no ha sido ionizado o materia neutra también es expulsada hacia el exterior por medio de efectos gasdinámicos. El proceso se repite dándole la característica pulsante a este tipo de motores.

Este fenómeno puede representarse idealmente con un circuito RLC equivalente cuyo esquema característico se indica en la Fig. 2.

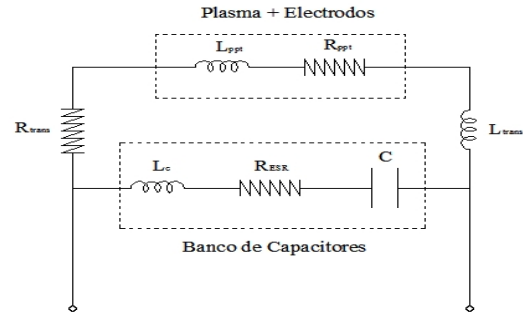


Fig. 2. Esquema del circuito típico en un PPPA.

MODELO CERO DIMENSIONAL BASE

Se presenta aquí una breve descripción del modelo cero dimensional desarrollado inicialmente (Brito *et al.*, 2004). Dicho modelo es considerado como base sobre el cual se introducirán algunas mejoras.

Aspectos generales del modelo

Se describen las características fundamentales del Modelo Cero Dimensional (MCD) original (Brito *et al.*, 2004):

1. El balance de energía se modela por medio de una ecuación algebraica (modelo cero dimensional).
2. Dicho balance comienza en el banco de capacitores ya que el tiempo de descarga depende principalmente de este elemento.
3. La cámara de aceleración, los electrodos y el plasma se consideran como componentes de un circuito eléctrico RLC independientes del tiempo.
4. El plasma es considerado como un cuerpo negro ($\epsilon = 1$).
5. La energía específica para la ablación del Teflón® (e_{gas}) es de 1.5×10^6 [J/kg].
6. Se considera la temperatura del plasma uniforme en todo su volumen.
7. La mayor velocidad que las partículas neutras pueden alcanzar es la velocidad del sonido, ya que

se considera que se expanden como un gas perfecto dentro de una cavidad subsónica (Tamagno et al., 2008).

8. La masa ionizada se asume como el 10% de la masa ablacionada total.
9. La energía empleada en la aceleración electromagnética es la mitad de la energía en el arco ($E_{arc} = 2E_{em}$). Esta hipótesis da lugar a la determinación del espesor de arco δ como se verá posteriormente.

Balance de energía

Los distintos tipos de energías dentro de un PPPA se muestran en la Fig. 3. A partir de este diagrama, podemos escribir:

$$E_0 = E_{joule} + E_{sh} + E_{heat} + E_{gas} + E_{em} + E_{et} \quad (1)$$

Donde E_0 es la energía almacenada en los capacitores, E_{joule} es la energía disipada por efecto Joule en las líneas de transmisión, E_{sh} es la energía perdida en las vainas de potencial (zona cercana a los electrodos donde por efectos electrostáticos existe una gran concentración y temperatura de electrones e iones), E_{heat} es la energía perdida por radiación, E_{gas} es la energía necesaria para ablacionar y sublimar el teflón, E_{em} es la energía electromagnética en el plasma y E_{et} es la energía correspondiente a los efectos gasdinámicos.

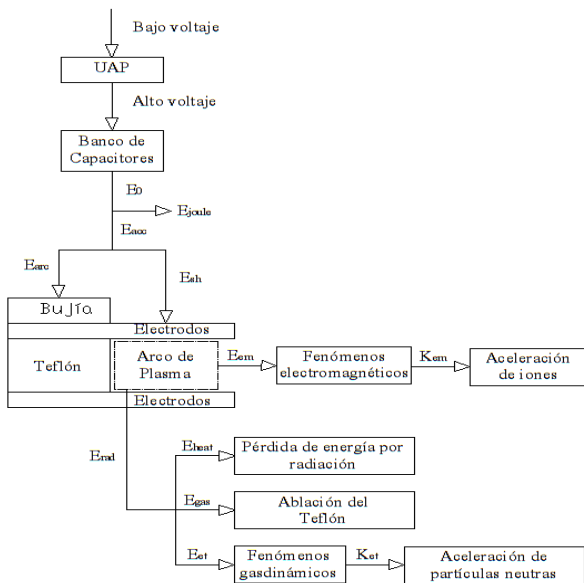


Fig. 3. Balance de energía en un PPPA.

Luego de expresar cada una de las energías que intervienen en función de E_0 y/o de eficiencias energéticas, queda:

$$E_0 = (1 - \eta_{trans})E_0 + (1 - \eta_{sh})\eta_{trans}E_0 + (1 - \alpha_A)(\eta_{trans}\eta_{sh}E_0 - E_{em}) + m e_{gas} + C_{em} \frac{E_0^2}{m} + \frac{m}{C_{et}} \quad (2)$$

La masa ablacionada es indicada por m . La cantidad η_{trans} es la eficiencia en las líneas de transmisión, η_{sh} es la relación entre la energía utilizada para la generación del arco y la que ingresa a la cámara de aceleración, α_A es la relación entre el área expuesta del Teflón y el área de radiación del arco, mientras que C_{em} y C_{et} son constantes que caracterizan la aceleración electromagnética y gas dinámica respectivamente.

Evaluación de la masa de teflón® ablacionada

De la ec. (2) es posible despejar la masa ablacionada m :

$$m = \frac{\alpha_A \eta_{trans} \eta_{sh} E_0 \pm \sqrt{(\alpha_A \eta_{trans} \eta_{sh} E_0)^2 - 4 \alpha_A C_{em} E_0^2 (e_{gas} + C_{et}^{-1})}}{2(e_{gas} + C_{et}^{-1})} \quad (3)$$

Esta ecuación depende del espesor de arco δ a través de parámetros tales como la resistencia del plasma y la relación entre el área expuesta del Teflón y el área de radiación del arco (α_A). El modelo introduce el concepto de “espesor de arco ideal”, de forma tal de satisfacer la hipótesis (9) y anular el radicando de la ec. (3). de esta forma se puede obtener un único valor de masa ablacionada, es decir:

$$m = \frac{\alpha_A \eta_{trans} \eta_{sh} E_0}{2(e_{gas} + C_{et}^{-1})} \quad (4)$$

Se destaca que para encontrar la masa ablacionada se usará un procedimiento iterativo de cálculo que es descrito en la Fig. 4.

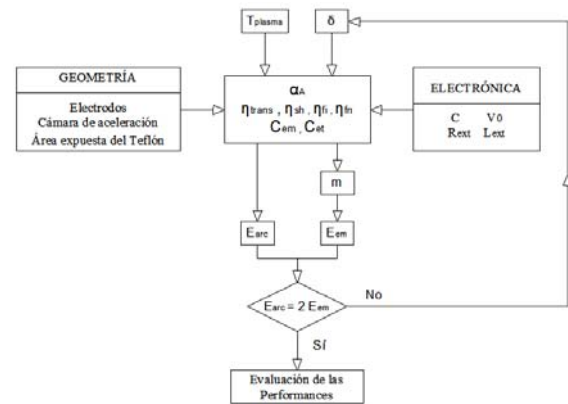


Fig. 4. Determinación del espesor de arco ideal.

Para calcular el espesor de arco ideal es necesario conocer los siguientes parámetros o características del propulsor:

- *Tipo de alimentación del Teflón®*: Breech-Fed o Side-Fed.

- *Área expuesta del Teflón®*.

- *Geometría de los electrodos y de la cámara de aceleración*: Tipo coaxial o paralela.

- *Parámetros Eléctricos*: capacidad C , voltaje de operación del capacitor V_0 , resistencia equivalente del banco de capacitores R_{ESR} , resistencia de las líneas de transmisión R_{trans} , inductancia del banco de capacitores L_c , e inductancia de las líneas de transmisión L_{trans} .

- *Constantes físicas*: constante universal de los gases ideales R , constante de Stefan Boltzmann σ .

- *Parámetros invariantes*: relación de calores específicos γ , porcentaje de masa iónica ablacionada α_i , masa atómica de los productos neutros y la resistividad del plasma ρ_{ppt} .

En la Fig. 4, η_{fi} y η_{fn} son las eficiencias de los flujos congelados de la materia ionizada y neutra respectivamente (Burton et al., 1998 y Jahn, 1968).

Cálculo del bit de impulso y del impulso específico

El bit de impulso I_{bit} , se obtiene como la suma de los aportes magnetogasdínámico y gas dínámico, es decir:

$$I_{bit} = \frac{L'_{ppt} E_0}{2R_{tot}} + \alpha_n m a \quad (5)$$

Donde a es la velocidad del sonido, α_n es la proporción de masa neutra en relación a la masa total ablacionada m , L'_{ppt} es el gradiente de inductancia por unidad de longitud, el cual se calcula a partir de expresiones que dependen de la geometría de los electrodos y cámara de aceleración, y R_{tot} es la resistencia total del circuito.

El impulso específico se puede obtener como el cociente entre el bit de impulso y el peso de la masa ablacionada, a saber:

$$I_{esp} = \frac{I_{bit}}{mg} \quad (6)$$

Siendo g la aceleración de la gravedad a nivel del mar.

MODELO CERO DIMENSIONAL MODIFICADO

Con el objetivo de mejorar la capacidad predictiva de prediseño se introducen modificaciones al modelo MCD (Brito et al., 2004 y Paoletti et al., 2004), generando el Modelo Cero Dimensional Modificado (MCDM). Se destaca que tanto los resultados presentados en los trabajos de Brito o Paoletti utilizan como base el mismo modelo numérico pero con distintos parámetros de ajuste.

Modificaciones y MCDM

Se han introducido dos modificaciones al MCD. Estas consideran los siguientes aspectos físicos en el balance de energía del propulsor:

[1] Para motores con geometría de electrodos paralela y coaxial se establece que $\alpha_A = 0.375$ y $\alpha_A = 0.66$ respectivamente (Burton et al., 1998). De esta forma, en vez de calcular el área de radiación utilizando el espesor de arco ideal, se obtiene $A_{rad} = A_p / \alpha_A$, donde A_p es el área expuesta del Teflon® que puede calcularse fácilmente y sin realizar ninguna otra hipótesis simplificativa.

[2] Luego de obtener el espesor de arco que satisface la hipótesis 9) y asumiendo para ello una temperatura inicial del plasma de 2 [eV] (Burton et al., 1998), se satisface que la temperatura de radiación obtenida por el MCD es igual a la temperatura inicial del plasma, de no ser así, se repite todo el proceso pero considerando que la temperatura inicial del plasma es la temperatura de radiación calculada en el paso anterior, hasta que se verifique dicha condición. Esto da lugar a otro proceso iterativo.

La Fig. 5 muestra el nuevo procedimiento para determinar el espesor de arco ideal. Se destaca que además de verificar $E_{arc} = 2E_{em}$, el nuevo esquema satisface $T_{plasma} = T_{rad}$, lo cual surge de considerar al plasma como un cuerpo gris.

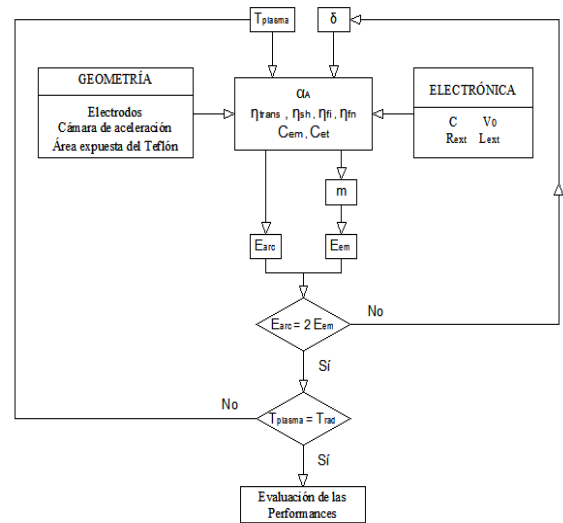


Fig. 5. Determinación del espesor de arco ideal – MCDM.

La temperatura de radiación T_{rad} surge del balance de energías presentado en la Fig. 3, del cual se obtiene:

$$E_{arc} = E_{em} + E_{rad} \quad (7)$$

Luego, considerando que $E_{rad} = \varepsilon \sigma A_{rad} T_{rad}^4 t_{rad}$

y despejando T_{rad} , se obtiene:

$$T_{rad} = \left(\frac{E_{arc} - E_{em}}{\epsilon \sigma A_{rad} t_{rad}} \right)^{1/4} \quad (8)$$

Siendo t_{rad} el tiempo de radiación, el cual se considera igual a un cuarto del período T_{RLC} , que surge de analizar el circuito equivalente mostrado en la Fig. 2, es decir:

$$t_{rad} = \frac{T_{LRC}}{4} = \frac{\pi}{2} \left[\frac{1}{L_{tot} C} - \left(\frac{R_{tot}}{2L_{tot}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (9)$$

Resultados del MCDM. Comparación con datos experimentales.

La masa ablacionada, el bit de impulso y el impulso específico son parámetros sumamente importantes para analizar el comportamiento de un propulsor. Por tal motivo y con el objetivo de evaluar los cambios introducidos en el nuevo modelo, se han evaluado estos tres parámetros en cuatro motores descriptos en la literatura especializada, a saber: el Les-6 (Turchi et al., 1998; Mikellides y Turchi, 1996), el XPPT-1 (Spanjers et al., 1996), el APPT (Palumbo y Guman, 1975) y el PPT-4 (Bushman et al., 1998). Los dos primeros propulsores tienen una alimentación del tipo Breech-Fed, mientras que los dos últimos, del tipo Side-Fed. La geometría de electrodos y cámara de aceleración es del tipo rectilínea o paralela en los tres primeros motores, mientras que para el último, es de tipo coaxial.

La Tabla 1 indica los valores experimentales, los valores obtenidos con el MCDM, y el error porcentual cometido al evaluar la masa ablacionada, el bit de impulso y el impulso específico de cada motor.

TABLA 1. Resultados obtenidos utilizando el MCDM.

Parámetro	LES-6	XPPT-1	PPPA	PPT-4
$m_{exp} [ugr]$	10.0	28.5	1780.0	45.0
$I_{bit exp} [uNs]$	31.2	279.5	17000.0	252.0
$I_{esp exp} [s]$	318.0	999.7	973.6	570.9
$m_{pred} [ugr]$	5.0	31.3	1839.1	42.5
$I_{bit pred} [uNs]$	29.8	191.0	13215.4	255.4
$I_{esp pred} [s]$	604.7	622.0	732.5	612.2
$e_m [\%]$	50	10	3	5
$e_{I_{bit}} [\%]$	4	32	22	1
$e_{I_{esp}} [\%]$	90	38	25	7

En las Tablas 2, 3 y 4 se indica el error porcentual cometido al aplicar los modelos MCD y MDCM para evaluar las performances de los cuatro propulsores.

TABLA 2. Error cometido al estimar la masa ablacionada.

Motor	MCDM	Modelo de Brito et al. (2004)	Modelo de Paoletti et al. (2004)
LES-6	46.7%	72.7%	64.0%

XPPT-1	9.8%	19.3%	13.7%
PPPA	3.3%	21.0%	50.0%
PPT-4	5.5%	4.4%	28.4%
<i>Error medio</i>	<i>16.3%</i>	<i>29.4%</i>	<i>39.0%</i>

TABLA 3. Error cometido al estimar el bit de impulso.

Motor	MCDM	Modelo de Brito et al. (2004)	Modelo de Paoletti et al. (2004)
LES-6	4.4%	31.1%	27.9%
XPPT-1	31.7%	44.6%	58.9%
PPPA	22.3%	7.7%	47.6%
PPT-4	1.4%	5.2%	42.9%
<i>Error medio</i>	<i>15.0%</i>	<i>22.2%</i>	<i>44.3%</i>

TABLA 4. Error cometido al estimar el impulso específico.

Motor	MCDM	Modelo de Brito et al. (2004)	Modelo de Paoletti et al. (2004)
LES-6	90.4%	152.4%	100.0%
XPPT-1	37.8%	31.3%	63.8%
PPPA	24.8%	23.7%	65.1%
PPT-4	7.2%	0.8%	55.5%
<i>Error medio</i>	<i>40.1%</i>	<i>52.1%</i>	<i>71.1%</i>

De las mismas se destaca que, en general, los resultados mejoran al utilizar el MCDM, lográndose un error promedio del 17% en la masa ablacionada mientras que respecto al bit de impulso el error medio es del 15%. En cuanto al impulso específico, el error medio cometido es del 40%.

De las tres tablas anteriores se destaca que con el nuevo modelo los valores predichos son más precisos que los obtenidos en trabajos anteriores. Sin embargo, para el motor LES-6, excepto para el bit de impulso, los valores obtenidos siguen estando lejos de los publicados, de lo cual surge que para mejorar las estimaciones para un propulsor dado, habría que analizar y ajustar el modelo para cada caso particular.

Análisis de sensibilidad del MCDM

En esta sección se desarrolla un estudio de la sensibilidad del nuevo modelo (MDCM) a las variaciones de parámetros de entrada del modelo (los cuales en la etapa de diseño no son siempre conocidos con exactitud). Con el fin de obtener mayor información, el análisis se realiza para distintos motores; en particular se llevan a cabo dos grupos de simulaciones:

- 1) Modificando la resistividad del plasma (ρ_{ppi}): una de las variables en este tipo de modelos es el grado de ionización del plasma, lo cual determinará su resistividad. En un gas completamente ionizado la resistividad se puede evaluar de manera simplificada mediante la siguiente expresión (Spitzer, 1959):

$$\rho_{ppt} = 3.80 \times 10^3 \frac{z \ln(A)}{\gamma_E T_{plasma}^{3/2}} \quad (10)$$

Donde z representa el grado de ionización del plasma, $\ln(A)$ es un parámetro que depende de la densidad del plasma y su temperatura, el cual puede obtenerse de tablas; y γ_E es un coeficiente de corrección que toma en cuenta la interacción entre electrones.

Se llevaron a cabo varias simulaciones considerando el plasma simplemente ionizado ($z = 1$), doblemente ionizado ($z = 2$) y triplemente ionizado ($z = 3$) con el objetivo de determinar el valor del grado de ionización que mejor ajuste los resultados experimentales.

- 2) Variando la emisividad del plasma (ϵ): se varía dicho parámetro en un rango que va desde 0.3 hasta 1 con el objetivo de identificar el valor que mejor ajuste los datos experimentales.

En las Figs. 6, 7 y 8 se muestran los resultados obtenidos al variar el grado de ionización del plasma en relación a la masa ablacionada, el bit de impulso y el impulso específico, donde cada curva corresponde a un motor diferente.

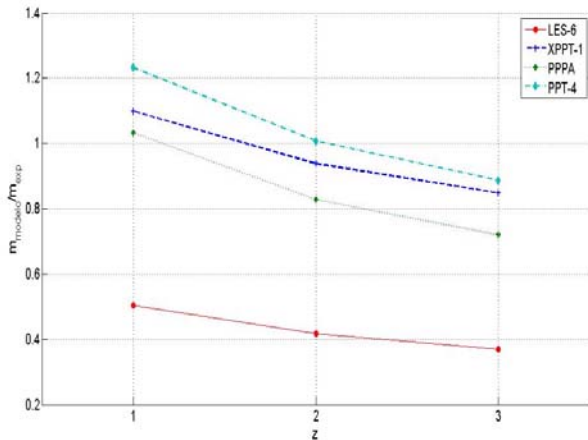


Fig. 6. Masa ablacionada en función del grado de ionización del plasma.

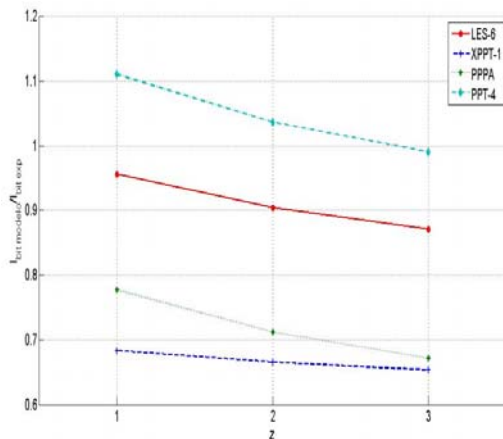


Fig. 7. Bit de impulso en función del grado de ionización del plasma.

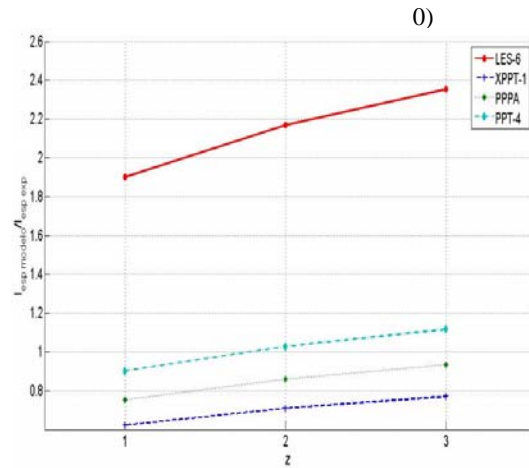


Fig. 8. Impulso específico en función del grado de ionización del plasma.

De las Figs. 6 y 7 se destaca claramente que a medida que el grado de ionización del plasma (z) crece la masa ablacionada y el bit impulso predichos por el MDCM se reducen para los cuatro motores considerados. Lo contrario sucede para el impulso específico que crece con el grado de ionización.

Las variaciones máximas producidas al considerar el plasma simplemente ionizado o triplemente ionizado son de aproximadamente el 30% para la masa ablacionada, 15% para el bit de impulso y 25% para el impulso específico. Los resultados con mejor estimación tanto para la masa ablacionada como para el bit de impulso se obtienen para $z = 1$; pero para el impulso específico el valor más conveniente es $z = 3$.

La sensibilidad del modelo MDCM con respecto a la emisividad del plasma (ϵ), es indicada en las Figs. 9, 10 y 11.

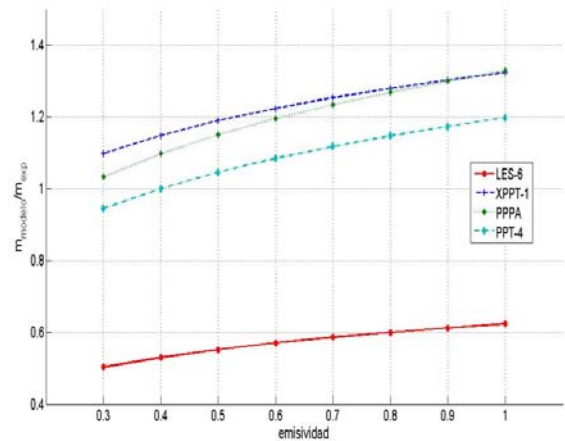


Fig. 9. Masa ablacionada en función de la emisividad del plasma.

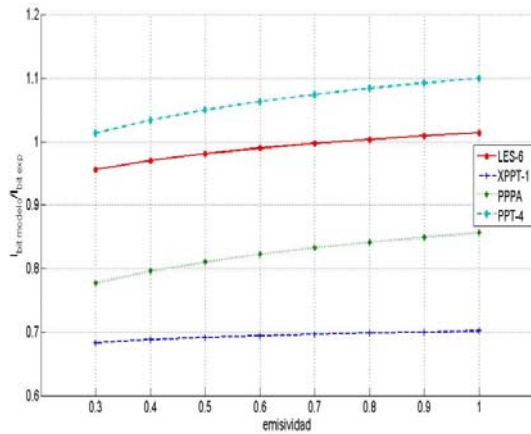


Fig. 10. Bit de impulso en función de la emisividad del plasma.

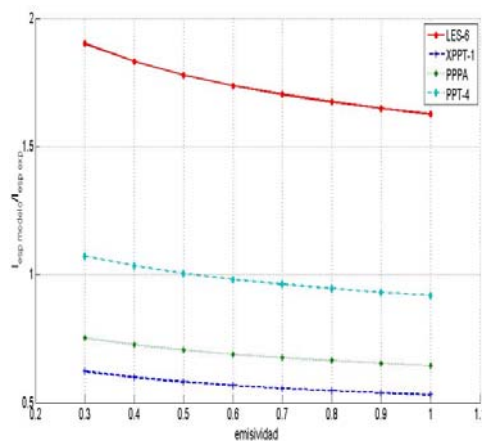


Fig. 11. Impulso específico en función de la emisividad del plasma.

De las Figs. 9 y 10 se observa que la masa ablacionada y el bit de impulso aumentan al incrementarse la emisividad del plasma.

Se destaca que para los motores XPPT-1 y PPPA la mejor predicción de la masa ablacionada se obtiene para $\varepsilon=0.3$. Mientras que para el PPT-4 es para $\varepsilon=0.4$ y para el LES-6 es con una emisividad de 1.

El bit de impulso del motor PPT-4 fue siempre sobreestimado, pero su mejor valor corresponde a $\varepsilon=0.3$; en cambio para el motor LES-6 fue para $\varepsilon=0.7$. Para los motores PPPA y XPPT-1 el valor más preciso corresponde a $\varepsilon=1$. Sin embargo, el bit de impulso del XPPT-1 fue muy poco sensible a la emisividad del plasma.

En cuanto al impulso específico se ve que disminuye en todos los motores al aumentar ε . Al igual que con los otros parámetros no hay una regla general para determinar el mejor valor de la emisividad del plasma y este depende de cada motor. Para el LES-6 se verifica para $\varepsilon=1$; para el PPT-4 es $\varepsilon=0.5$ y para el PPPA y el XPPT-1 el mejor valor se obtiene para una emisividad de 0.3.

CONCLUSIONES

Se puede observar desde las Tablas 2, 3 y 4 que las modificaciones introducidas en el Modelo Cero Dimensional original han generado mejores estimaciones tanto para la masa ablacionada, el bit de impulso y el impulso específico, lográndose un error medio del 17%, 15% y 40% respectivamente, considerando $\gamma=1.4$ y $\varepsilon=0.3$.

El modelo MCD original estimaba α_A a partir del espesor de arco ideal, el cual no deja de ser una idealización física. Por lo tanto, al imponer un valor característico de α_A tomando en consideración la geometría de electrodos y de la cámara de aceleración, se reduce una hipótesis simplificativa. Esto redundará en una mejora de los resultados sobre todo los referentes a la masa ablacionada.

Por otro lado, la nueva condición que impone que la temperatura del plasma sea igual a la temperatura de radiación introduce mayor consistencia física al modelo, ya que la ecuación para determinar la temperatura de radiación surge naturalmente desde el balance de energía.

Por último, al considerar al plasma con una determinada emisividad proporciona una variable más que ayuda a ajustar el modelo.

En cuanto al análisis de sensibilidad realizado se encontró que el modelo estima mejor los resultados de la masa ablacionada y el bit de impulso en el caso de considerar al plasma simplemente ionizado. Para el impulso específico, se obtienen mejores estimaciones considerando al plasma con un grado de ionización igual a tres. La variación máxima obtenida al variar el grado de ionización de uno a tres fue del 30% para la masa ablacionada, mientras que para el bit de impulso y el impulso específico fue de 15% y 25% respectivamente.

En relación a la emisividad del plasma se observó que la masa ablacionada y el bit de impulso aumentan al aumentar dicho parámetro, mientras que el impulso específico disminuye. Se encontró que, en la mayoría de los casos, una mejor estimación en la masa ablacionada y el impulso específico aparece cuando la emisividad es igual a 0.3. Sin embargo, el impulso específico disminuye al crecer ε y la mejor estimación del bit de impulso aparece cuando la emisividad es igual a 1 (Fig. 10).

Finalmente, se destaca que el máximo valor de variación al cambiar la emisividad del plasma desde 0.3 hasta 1 fue aproximadamente del 20% para la masa ablacionada, del 10% para el bit de impulso y del 20% para el impulso específico.

REFERENCIAS

- [1] Andrenucci, M., Lenci, R., Naso, V., and Melli, R., (1979), "Design of Solid-Propellant MPD thrusters". IEPC, 14th.
- [2] Brito, C., Elaskar, S., Brito, H., and Paoletti, N., (2004), "Zero-Dimensional Model for Preliminary Design of Ablative Pulsed Plasma Thrusters". Journal of Propulsion and Power, pp. 970-977.
- [3] Burton, R., and Turchi, P., (1998), "Pulsed Plasma Thruster. Journal of Propulsion and Power", Vol. 14, No. 5, 716-735.

- [4] Burton, R., Wilson, M., and Bushman, S., (1998), "Energy Balance and Efficiency of the Pulsed Plasma Thruster". AIAA, 3808.
- [5] Bushman, S., Burton, R., and Antonsen, E., (1998), "Arc Measurements and Performance Characteristics of a Coaxial Pulsed Plasma Thruster". AIAA, pp. 98-3660.
- [6] Choueiri, E., (1998), "Scaling of Thrust in Self-Field Magnetoplasmadynamic Thrusters". Journal of Propulsion and Power, pp. 744-753.
- [7] Jahn, R., (1968), *Physics of Electric Propulsion. McGraw-Hill Book Co.*
- [8] Mikellides, P., and Turchi, P., (1996), "Modeling of Late-Time Ablation in Teflon Pulsed Plasma Thrusters". AIAA, pp. 96-2733.
- [9] Myers, R., and Cassady, R., (1998), "Overview of Major U.S. Industrial Program in Electric Propulsion". AIAA, 98-3179.
- [10] Palumbo, D., and Guman, W., (1975), "Effects of Propellant and Electrode Geometry on Pulsed Ablative Plasma Thruster Performance". AIAA, pp. 75-409.
- [11] Paoletti, N., Elaskar, S., and Brito, H., (2004), "Aplicación del Modelo Cero Dimensional para el Cálculo de Performances del Propulsor de Plasma Pulsante Ablativo de Teflón P4S". Mecánica Computacional, Vol. 23, pp. 2561-2573.
- [12] Rayburn, C., Campbell, M., Hoskins, W., and Cassady, R., (2000), "Development of a Micro Pulsed Plasma Thruster for the Dawgstar Nanosatellite". AIAA, 2000-3256.
- [13] Spanjers, G., McFall, K., Gulczinski, F., and Spores, R., (1996), "Investigation of Propellant Inefficiencies in a Pulsed Plasma Thruster". AIAA, pp. 96-2723.
- [14] Spitzer, L., (1959), *Physique des gas completement ionisés*. Dunod, París.
- [15] Sutton G. and Biblarz O., (2001), *Rocket Propulsion Elements*. Jhon Wiley & Sons, Inc., New York.
- [16] Tamagno, J., Schulz, W. y Elaskar, S., (2008), *Dinámica de los Gases. Flujo Unidimensional Estacionario*, Universitas, Córdoba.
- [17] Turchi, P., Mikellides, I., Mikellides, P., and Schmahl, C., (1998), "Theoretical Investigation of Pulsed Plasma Thrusters". AIAA, pp. 98-3807.
- [18] Vondra, R., and Thoassen, K., (1974), "Flight qualified pulsed plasma thruster for satellite control". Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 11, No. 9, 613-617.