

Instituto Tecnológico de Costa Rica
Vicerrectoría de Investigación y Extensión
Dirección de Proyectos

Escuela de Ciencia e Ingeniería de los Materiales
Escuela de Física
Escuela de Ingeniería Electromecánica

Informe final de proyectos de investigación y extensión

I- PLARE TORCH: Diseño y simulación de una antorcha de plasma térmico de arco no transferido para el tratamiento de residuos

Código: 5401-1490-2001

Ing. Bruno Chine P., PhD., investigador responsable

Fis. Ivan Vargas B. , PhD., investigador

Ing. Manuel Mata C. , MSc., investigador

15 de enero de 2018

TABLA DE CONTENIDOS.....	2
1 INTRODUCCION	3
2 ESTADO DEL ARTE.....	8
2.1 FISICA DE LOS PLASMAS TERMICOS	8
2.1 TIPOLOGIAS DE ANTORCHAS DE ARCO TERMICO NO TRASFERIDO	8
2.3 MATERIALES Y CONDICIONES OPERATIVAS DE LAS ANTORCHAS DC DE ARCO TERMICO NO TRASF..	10
2.4 MODELACION COMPUTACIONAL DE LAS ANTORCHAS DC DE ARCO TERMICO NO TRASFERIDO	11
3 MODELACION DE UNA ANTORCHA DE CORRIENTE DIRECTA (DC).....	13
3.1 MODELO FISICO: DIMENSIONES Y MATERIALES SELECCIONADOS.....	13
3.2 MODELO MATEMATICO: ECUACIONES DIFERENCIALES	15
4 MODELACION DE LA ANTORCHA DC CON COMSOL MULTYPHYSICS	17
4.1 MODULOS Y FISICAS DE COMSOL MULTYPHYSICS®	17
4.2 CONDICIONES DE FRONTERA IMPLEMENTADAS	17
4.3 ACOPLAMIENTO DE LAS ECUACIONES DEL MODELO.....	19
4.4 RESOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES DEL MODELO	19
5 SIMULACION DE LA ANTORCHA DC CON COMSOL MULTYPHYSICS.....	21
5.1 CONDICIONES DE VORTICE LIBRE EN LA ENTRADA DE LA ANTORCHA, CASO 1	21
5.2 CONDICIONES DE VORTICE FORZADO EN LA ENTRADA DE LA ANTORCHA, CASO 4.....	26
5.3 COMPARACION DE LOS RESULTADOS OBTENIDOS CON RESULTADOS DE LITERATURA	32
6 MODELACION Y SIMULACION DE LOS PLANOS FINALES DE LA ANTORCHA DC.....	36
7 CONCLUSIONES	42
8 RECOMENDACIONES.....	44
AGRADECIMIENTOS.....	45
REFERENCIAS.....	46

1 INTRODUCCION

El plasma, considerado el cuarto estado de la materia que consiste de una mezcla de electrones, iones y partículas neutras [1], ha encontrado en las ultima décadas múltiples aplicaciones industriales. El incremento de la población, el consumismo y el desarrollo industrial han llevado a un incremento en las cantidades de desechos peligrosos y desechos sólidos municipales alrededor del mundo. Varios procesos térmicos, incluyendo incineración, pirolisis, gasificación, fusión o vitrificación han sido propuestos para el tratamiento de estos residuos antes de su eliminación; el objetivo es destruir la materia orgánica y convertir la materia inorgánica en una escoria o material vitrificado que puede ser reutilizado o almacenado en un vertedero de residuos inertes sin causar daño [2,3]. Este resumen se enfoca en mostrar el estado del arte de la tecnología de plasmas térmicos en el tratamiento de residuos peligrosos y residuos sólidos municipales, prestando total atención al progreso científico y tecnológico de las antorchas de plasmas térmicos como componente esencial de los reactores de gasificación por plasma.

El plasma es considerado el cuarto estado de la materia, consiste en una mezcla de electrones, iones y partículas neutras. La tecnología de plasma envuelve la creación de un arco eléctrico por el que pasa corriente eléctrica a través de un gas en un proceso llamado ruptura eléctrica. Consecuencia de la resistividad eléctrica a través del sistema se genera calor, esta energía suministrada por la fuente de alimentación de la antorcha de plasma permite separar los electrones de sus átomos y moléculas dando origen a un gas ionizado o plasma. A temperaturas superiores a 2000 °C las moléculas del gas son disociadas en átomos y cuando la temperatura se incrementa hasta 3000 °C, estos átomos pierden electrones y llegan a estar ionizados.

Se llama plasma térmico al gas ionizado donde la temperatura de los electrones y la temperatura de los iones son iguales, es decir se ha alcanzado un equilibrio térmico entre ambas especies. Los plasmas térmicos tienen numerosas ventajas que incluyen; alta temperatura, alta intensidad, emiten radiación no ionizante, y alta densidad de energía. La fuente de calor también es direccional, con fuertes interfaces y gradientes térmicos que pueden ser controlados de forma independiente a la química del proceso. Mientras que la temperatura límite obtenida por los combustibles fósiles es de 2000 °C, con los plasmas térmicos generados eléctricamente se pueden alcanzar temperaturas de 20 000 °C o más.

Los plasmas térmicos, tal como los utilizados en tratamiento de residuos, pueden ser generados por muchos métodos incluyendo: descargas eléctricas DC a corrientes por debajo de 1×10^5 A (arco transferido o arco no-transferido); corriente alterna CA; arcos transitorios (lámparas, o arcos de pulso); descargas de radio frecuencia y microondas o plasmas inducidos por láser.

Los métodos de producción de plasma utilizados para el tratamiento de desechos peligros y residuos sólidos municipales incluyen: antorchas de plasma DC (configuraciones de arco transferido y no transferido), y dispositivos de acoplamiento no inductivo [4]. En estas tecnologías se generan descargas de alta temperatura entre dos electrodos en la presencia de un flujo de gas suficientemente alto, el plasma generado se extiende entre los electrodos en

la forma de un plasma *jet*. En una antorcha de arco transferido, la pieza de trabajo representa un electrodo, es decir uno de los electrodos no forma parte de la antorcha, sino que es externo a ella, mientras que en las antorchas de arco no transferido ambos electrodos están incorporados en la antorcha.

La mayoría de los generadores de arco de plasma utilizados en el procesamiento de materiales usan alimentación DC más que AC debido a que hay menos variaciones y generación de ruido, tienen un funcionamiento más estable, mejor control, un mínimo de dos electrodos, el desgaste del electrodo es menor y menor consumo de energía. Las antorchas de plasma térmico DC de arco no transferido son las más comúnmente utilizadas en los dispositivos de generación de plasma para procesamiento de materiales. Estos dispositivos producen un arco de una alta temperatura en el flujo de gas para producir un chorro caliente que interactúa con el material a ser procesado. Más específicamente, las características de rendimiento de las antorchas de plasma son; alta potencia de operación del orden de 100-2000 kW, con duración de las descargas de horas, electrodos resistentes al desgaste, operación en ambientes hostiles tales como aire, O₂, Cl, CO, CO₂, etc. Estos requerimientos implican un amplio rango de parámetros del plasma para su óptimo rendimiento. Por ejemplo, la presión puede estar en el rango de 1-10⁴ atm, para densidades de 10¹⁹ – 10²² cm⁻³ y temperaturas de 0.2 – 100 eV resultando en altos valores de densidad de energía del orden de 10 – 10⁴ J cm⁻³. Los parámetros más comúnmente utilizados para el desarrollo de esta tecnología están en el rango de 10¹⁹ – 10²⁰ cm⁻³ para la densidad, 1 – 20 atm para la presión, y 0.2 – 4 eV para la temperatura de masa promedio [5].

Enfocándonos ahora en la comparación de las antorchas CA versus DC es importante tener presente lo siguiente. Las antorchas CA y DC tiene el mismo rendimiento en potencia (hasta 1 MW). Los flujos están por debajo de 100 h s⁻¹. El tiempo de vida útil de las antorchas está entre 100 y 1000 h, para ambos tipos. Sin embargo, dependiendo del ambiente hay algunas diferencias; las antorchas DC pueden operar en aire, N₂, H₂, Ar, He y las antorchas CA pueden operar pueden operar por un periodo de tiempo largo en todos esos gases, pero también en He y CO₂.

En las antorchas DC de plasma, el arco es ligeramente más estable y la temperatura del arco está entre 10 000 – 15 000 °C. Las pérdidas de energía de la fuente de alimentación se deben a la resistencia de balastro conectada en serie y que es requerida para mantener estable y encendido el arco además del control de corriente. Además, el sistema de alimentación es comparativamente caro por la necesidad de utilizar un equipo de tryristor.

En las antorchas CA de plasma, la descarga es menos estable por obvias razones, pero hay una alta eficiencia (> 70-90%) de transformación de energía de la descarga en energía del gas. Para estas antorchas es posible proveer un fino control del modo del arco (difuso o contraído) para un amplio rango de temperaturas entre 2000 y 20 000 °C. Además, hay muy pocas perdidas en el balastro y las pocas pérdidas son debidas a la pequeña resistencia del acoplamiento inductivo en serie. Las antorchas CA emplean sistemas de alimentación de energía baratos y fiables que optan por la alimentación estándar.

A manera de resumen se menciona a continuación las líneas que están siendo investigadas y algunos resultados a la fecha:

- ② Influencia de la localización de la conexión de potencia eléctrica en el ánodo de la tobera en la eficiencia de las antorchas DC.
- ② El comportamiento del arco en la antorcha no es todavía completamente comprendido y el desarrollo en la mejora de antorchas de plasma sigue siendo en muchos aspectos una ciencia empírica.
- ② Los parámetros controlables tienen una fuerte influencia en todos los parámetros no controlables en las antorchas.
- ② Se investiga la mejora de la eficiencia de las antorchas DC porque una alta eficiencia puede reducir la erosión del electrodo y como consecuencia será necesario menos mantenimiento.
- ② Se han realizado experimentos para demostrar la influencia de la posición de la conexión de la potencia eléctrica en la boquilla del ánodo sobre la eficiencia de la antorcha. No se considera obvio que exista una dependencia de la conexión eléctrica en la boquilla del ánodo y que por ello la eficiencia de la antorcha pueda cambiar
- ② Se ha investigado el plasma térmico dentro de antorchas de arco no transferido de tipo cátodo varilla (RTC) y de tipo cátodo caja (WTC) considerando efectos térmicos sobre ellos a condiciones de presión atmosférica.
- ② Se han utilizado modelos turbulentos y laminares para obtener una visión física de los efectos turbulentos en las características de los plasmas producidos dentro de los dos tipos de antorchas.
- ② En las antorchas de plasma DC, los tipos de cátodo frío y caliente son comúnmente usados en la forma de cátodo tipo varilla (RTC) y cátodo tipo caja (WTC).
- ② Las antorchas RTC son típicamente hechas de un 2wt% de Tungsteno toriado con una punta cónica, lo que permite utilizar solo gases no oxidantes como un arco de gas, porque el Óxido de Tungsteno producido por la oxidación sobre la superficie del cátodo es volátil sobre 1800 K lo que es más bajo que la temperatura de trabajo del cátodo.

- ② El WTC se hace de cobre de alta pureza libre de Oxígeno (OFHP) y tiene una forma cilíndrica simple y cerrada con una placa en el extremo.
- ② La antorcha WTC utiliza no solo gases no oxidantes, sino también oxidantes como aire y el vapor por esa razón la antorcha WTC ha sido empleada para procesos de pirolisis de residuos orgánicos líquidos y gaseosos en el cual el oxígeno o vapor es necesario para mejorar la reacción química.
- ② La antorcha con RTC ha sido aplicada para procesamiento de material presidiendo de oxígeno que es a menudo el caso de soldadura por plasma, plasma *spray* y síntesis.
- ② Se ha investigado también las características operacionales y las características de los plasmas térmicos de una antorcha de plasma con electrodos huecos basado en su dependencia con la corriente de entrada, la tasa de flujo de gas y el diámetro del electrodo utilizando aire como gas para el plasma.
- ② Se han diseñado y fabricado antorchas de plasma con cátodo y ánodo hueco, y se les ha medido los voltajes de arco y las eficiencias térmicas para cada descarga.
- ② Se ha identificado con trabajo numérico y experimental que una baja corriente de entrada, una alta tasa de flujo de gas y un diámetro relativamente grande son apropiados para las condiciones de operación de la antorcha para el tratamiento eficiente de residuos peligrosos.
- ② En contraste con los numerosos estudios sobre la práctica de desarrollos y aplicaciones, solo unos pocos trabajos de investigación han sido reportados a la fecha sobre la teoría de las antorchas de electrodo hueco.
- ② Se ha estudiado la dinámica y la estática de los comportamientos de voltajes de arco para este tipo de antorchas, modelando el flujo frío sin arco eléctrico en el interior de la antorcha. Se ha visto que las posiciones del área de erosión sobre la superficie de cátodo estaban vinculadas a los valores de velocidad axial cerca del cátodo pared.

Finalmente, algunos de los parámetros controlables de una antorcha de plasma son: Flujo de gas total, Composición del gas, Corriente eléctrica que se mantiene constante, Geometría de la boquilla, Posibilidad de cambiar la localización de la conexión eléctrica en la boquilla del ánodo, El modo en el cual se conecta la potencia eléctrica en la boquilla del ánodo, Diámetro del electrodo, Enfriamiento del electrodo, Tiempo de inyección, Parámetros eléctricos, Energía en la antorcha por masa de solución, Parámetros geométricos como el diámetro de la boquilla

y la longitud de la columna del plasma definen el comportamiento de la antorcha. Algunos de los parámetros no controlables son: Voltaje del arco, Fluctuaciones del voltaje del arco, Longitud del arco, Eficiencia de la antorcha, y Patrón de erosión de la antorcha.

2 ESTADO DEL ARTE

2.1 Física de los plasmas térmicos

Los plasmas térmicos poseen altas densidades electrónicas, lo que provoca una alta transferencia energética hacia partículas más pesadas (iones y neutros). Esto provoca que su comportamiento se acerque al equilibrio térmico local. Esto permite considerar las temperaturas (electrónica, iónica y de neutros) como iguales. Esta consideración permite simplificar los modelos utilizados para el estudio de los plasmas térmicos y utilizar las ecuaciones de la magnetohidrodinámica (MHD). Este modelo permite estudiar el plasma en regiones lejos de las paredes que contienen el plasma. Las ecuaciones del MHD son:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + \rho \mathbf{g} \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.4)$$

Donde ρ es la densidad de masa, \mathbf{v} es la velocidad del fluido, \mathbf{j} es la densidad de corriente, \mathbf{B} es el campo magnético, p es la presión, \mathbf{g} es la aceleración gravitacional, \mathbf{E} es el campo eléctrico, η es la resistividad específica y σ es la densidad de carga.

Junto a estas ecuaciones también se necesita recurrir a las ecuaciones de Maxwell para estudiar el comportamiento de los plasmas térmicos. También resulta necesario recurrir a las ecuaciones de Navier Stokes. Por otra parte, resulta importante tener en cuenta los parámetros típicos de los plasmas térmicos. Estos plasmas se caracterizan por tener altas temperaturas, donde la temperatura del plasma se encuentra entre los 2000 y los 30 000 K. La densidad electrónica es superior a 10^{20} partículas por metro cúbico.

2.2 Tipologías de antorchas de arco térmico no transferido

En el tratamiento de residuos, el tipo de descarga más utilizado es el de las descargas de arco. Estas descargas presentan la ventaja de que son relativamente independientes de los cambios en las condiciones del proceso. Este tipo de descarga se subdivide en dos configuraciones: arco transferido y arco no transferido. La diferencia fundamental entre ambas configuraciones consiste en que en los reactores de arco transferido los objetos tratados actúan como electrodo mientras que en los del tipo no transferido ambos electrodos (y el arco en si) se ubican dentro de la antorcha y el material es tratado con el plasma expulsado [6].

En las antorchas de arco no transferido las temperaturas a las que se exponen los materiales son menores que en las de arco transferido. También presentan alta dependencia axial en sus propiedades. En esta configuración el calor es provisto por el plasma y hace posible ajustar el ambiente químico para obtener los gases residuales útiles [6]. Las condiciones, temperaturas y gases utilizables dependen en gran medida del tipo de antorcha que se utilice.

Existen dos tipos de antorchas de arco no transferido [7, 8]:

- Antorchas de arco no-transferido con cátodo caliente
 - Posee un cátodo cónico de tungsteno y torio con refrigeración líquida.
 - Produce emisión termoiónica, con vida útil entre 1000 y 3000 horas si se usa con gases inertes.
 - Ánodo anular de cobre con refrigeración líquida
 - Opera a potencias menores a los 100 kW
 - Se utiliza solo con gases no oxidantes con flujos aproximados de 100 l/min
 - Posee densidades de energía de 145 MJ/m^3
 - La temperatura máxima está entre 6000 y 15000 K con gradientes axiales marcados fuera de la antorcha.
 - Posee un rendimiento (potencia de salida/potencia de entrada) cercano al 60%

- Antorchas de arco no-transferido con cátodo frío
 - Posee un cátodo anular de cobre con refrigeración líquida
 - Produce emisión termoiónica por campo, con vida útil entre 500 y 1000 horas.
 - Ánodo anular de cobre con refrigeración líquida
 - Potencias entre 100 kW y 6 MW
 - Trabaja con gases oxidantes y con flujos de hasta 5 000 l/min
 - Posee densidades de energía de 145 MJ/m^3
 - La temperatura máxima es aproximadamente 8000 K con gradientes axiales marcados fuera de la antorcha.
 - Posee un rendimiento (potencia de salida/potencia de entrada) cercano al 60%

Por su parte, existen dos configuraciones de reactores de arco no transferido en uso para tratamiento de residuos [6]:

- Horno vertical de plasma (desarrollado por Westinghouse)
Diseñado con 4 antorchas de 300 kW, capaz de procesar hasta 300 toneladas de residuos sólidos municipales por día. Funciona calentando el aire en el interior del reactor donde se coloca una mezcla de residuos (96%) y coque (4%). Al agregar agentes de calcinación es posible obtener además materiales cerámicos para construcción. Los gases residuales que se producen son mayoritariamente hidrógeno y monóxido de

carbono, los cuales son quemados para producir energía. Es capaz de producir hasta 8 MW por este medio.

- Tratamiento directo de residuos con antorchas de plasma (desarrollado por Europlasma)

Este reactor es utilizado para tratar los residuos de incineración. Es capaz de procesar hasta 10 toneladas por día utilizando una antorcha de 500 kW con aire. Otros reactores de este tipo pueden procesar hasta 42 toneladas al día utilizando dos antorchas de 1,3 MW cada una. Produce vitrificados usados en construcción de carreteras y los gases residuales son quemados para satisfacer las regulaciones de los incineradores.

2.3 Materiales y condiciones operativas de las antorchas DC de arco térmico no trasferido

Las antorchas DC de plasmas de arco térmico no trasferido están hechas con ánodos de cobre que deben ser refrigerados para aumentar su vida útil. En las antorchas de cátodo frío, el cátodo está hecho de cobre por su alta conductividad térmica, mientras que las antorchas de cátodo caliente utilizan cátodos de tungsteno con torio. El uso de materiales adecuados puede incrementar la vida útil hasta 1000 horas más. Las antorchas de cátodo caliente no pueden ser utilizadas con gases oxidantes, por lo que se recurre a gases nobles para su uso [8].

Dependiendo de la aplicación, pueden utilizarse distintos gases. Uno de los más utilizados es el aire, pues resulta barato y adecuado para ciertas aplicaciones. No obstante, su alto contenido de oxígeno lo hace ser un gas oxidante. Estos gases provocan erosión de los cátodos, lo que reduce su vida útil. También puede utilizarse oxígeno, lo que reduce el flujo de gas requerido. Ambos gases solo pueden ser utilizados en antorchas de cátodo frío y, debido a la erosión de los cátodos, son más propensos a provocar contaminación del material tratado. Para evitar esta erosión, en algunos casos se utiliza argón, sin embargo, este posee un bajo calor específico, lo que reduce la potencia de la antorcha.

La potencia puede aumentarse usando nitrógeno o dióxido de carbono, resultado que se obtiene también al usar vapor de agua. En el caso del vapor, este aumenta los niveles de erosión significativamente, sin embargo, ofrece algunas ventajas en el tratamiento de residuos sólidos municipales [6]. En el tratamiento de residuos sólidos, la contaminación por material del cátodo no resulta significativa, por lo que pueden utilizarse gases oxidantes, como el aire, que además resultan baratos [8].

2.4 Modelación computacional de las antorchas DC de arco térmico no transferido

De las secciones anteriores, las antorchas de plasma se usan en la industria de energía y en el procesamiento de materiales con el objetivo de producir el plasma. De acuerdo al estado del arte, las antorchas de plasma de corriente directa (DC), representan las componentes primarias de los procesos de plasma térmico, como por ejemplo en el tratamiento de residuos, producción de biogás, plasma spraying, soldadura y corte de metales, etc. En una antorcha de arco térmico no transferido, se puede crear un arco eléctrico aplicando una corriente directa entre un cátodo y un ánodo, los cuales se encuentran posicionados dentro de la antorcha. Sucesivamente, se obtiene el plasma mediante el calentamiento y la expansión de un gas de trabajo el cual se introduce en la cámara de la antorcha aguas arriba del cátodo. Debido al enfriamiento del ánodo, el gas que se encuentra cerca de la superficie de este es frío, eléctricamente no conductivo, de tal manera que confina al plasma mismo. Los trabajos experimentales que emplean técnicas de observación y medición no son fáciles de llevar a cabo, debido a las dificultades de operar en las condiciones de operación de las antorchas. Luego, las técnicas computacionales representan una herramienta muy poderosa para investigar los procesos con plasma, aunque el trabajo computacional es extremadamente desafiante, ya que los fenómenos que gobiernan los mecanismos físicos del plasma en las antorchas son complejos, no independientes entre ellos y simultáneos.

La modelación de una antorcha de plasma de corriente directa debe considerar muchos mecanismos. El plasma está constituido por diversas especies, como moléculas, átomos, iones y electrones. Además, diversos fenómenos acoplados, debidos a la interacción entre los campos eléctrico, magnético, térmico y de flujo, brindan un carácter altamente no lineal al régimen de flujo del plasma en la antorcha. La presencia de fuertes gradientes y efectos termodinámicos y químicos de no equilibrio, provocan que el trabajo de modelación es sumamente complejo. En un trabajo de referencias los autores Trelles *et al.* [9] del grupo del prof. Heberlein presentaron los fundamentos de la modelación del arco del plasma y revisaron los mecanismos principales que están involucrados, tales como el transporte de momentum turbulento, el térmico por radiación, propiedades termodinámicas y de transporte, condiciones de borde y modelos de *reattachment*.

Bajo las hipótesis de equilibrio termodinámico local (LTE), las temperaturas de los electrones y de las partículas pesadas son aproximadamente iguales y el plasma se puede modelar usando las ecuaciones de la magneto-hidrodinámica (MHD). De toda manera, la aproximación LTE no es válida cerca de las fronteras del plasma en la antorcha, donde el gas puede interactuar con paredes sólidas frías o con corrientes de gas frío. Siendo que las propiedades del plasma dependen fuertemente de la temperatura, una desviación importante desde el comportamiento real del plasma se origina cuando la temperatura de los electrones se restringe ser igual a la de las especies pesadas [9]. Por ejemplo, un aspecto peculiar está representado por la baja conductividad eléctrica σ del plasma para temperaturas T por debajo de un valor crítico (para gas argón $\sigma \leq 1$ S/m si $T < 4600$ K).

Consecuentemente, cerca de las paredes del ánodo de la antorcha, no se puede garantizar la descarga de corriente eléctrica. Para superar esta dificultad, en diversos trabajos se han usado valores artificiales de σ [9, 10] en las regiones cercanas a las paredes del ánodo. Este método puede también ser requerido al momento de predecir la posición del *root attachment* del arco eléctrico sobre el ánodo y la forma misma del arco [10], como también para el *attachment* del arco en estudios transitorios [9]. En cambio, Selvan *et al.* [11] aplicaron el concepto de producción de entropía mínima para determinar la dimensión real del radio del arco y de su longitud.

Para reducir la complejidad del trabajo de modelación del flujo altamente no lineal del plasma, se han desarrollado por diversos autores trabajos de modelación que usan condiciones estacionarias en geometrías bi- y tri-dimensional. De toda manera, desde un punto de vista meramente físico, esta solución no es estrictamente correcta, pues los modos dinámicos de operación del arco en el interior de la antorcha, como son los modos *takeover* y *restrike*, no se pueden simular. Solamente el modo estático, el cual pero conduce a una rápida erosión del ánodo de la antorcha en proximidad del sitio del arco, se puede describir y simular. Adicionalmente, en un modelo axis-simétrico bidimensional, el sitio del arco se debe representar por un *attachment* de su base circunferencialmente uniforme, que en algunos casos origina modelos de antorchas de plasma no realísticos [10].

Usando un software comercial, Deng *et al.* [12] propusieron un modelo MHD para simular el campo electromagnético, la transferencia de calor y el flujo de fluidos en una antorcha de corriente directa, bajo condiciones de flujo laminar y sucesivamente turbulento. Los autores incluyeron en el dominio de cálculo del modelo el cátodo y el ánodo y usaron un método acoplado que garantizaba la continuidad del arco eléctrico y de la transferencia de calor en las interfaces plasma-electrodos. El *attachment* de la base del arco se computa automáticamente, siendo igual a la posición del valor máximo de la densidad de corriente en la superficie interior del ánodo. Mendoza *et al.* [13] modelaron un plasma térmico de tipo DC usando las mismas ecuaciones de Deng *et al.* en un dominio tri-dimensional. A través de un estudio paramétrico de la velocidad del gas en la entrada de la antorcha, los autores fueron capaces de simular el *attachment* de la base del arco y mostraron como este se mueve aguas abajo cuando la velocidad se incrementa.

3 MODELACION DE UNA ANTORCHA DE CORRIENTE DIRECTA (DC)

El trabajo de modelación y sucesivamente de simulación computacional, de una antorcha de plasma térmico de arco no transferido, se ha desarrollado a partir de la investigación del estado del arte, revisando los trabajos de mayor importancia en esta área. En particular, a partir de una serie de publicaciones científicas internacionales, se han identificado los materiales, las propiedades y las características operacionales de la antorcha y de los plasmas térmicos. Vale señalar que las informaciones sobre este tipo de componentes son muy protegidas por la industria, debido a las obvias políticas de protección de las patentes y de la tecnología, más en general.

Sucesivamente, se han revisado los modelos publicados en la literatura, con el propósito de evaluar los mecanismos físicos a modelar, sus acoplamientos, para así poder prever las dificultades computacionales y las posibles simplificaciones, etc. Finalmente, una vez determinado el modelo físico-matemático de la antorcha, han sido deducidas las condiciones de borde con el propósito de completar el arreglo de ecuaciones diferenciales del modelo físico-matemático.

La modelación de la antorcha de plasma con corriente directa y de arco térmico no transferido se describe a continuación.

3.1 Modelo físico: dimensiones de la antorcha y materiales seleccionados

De acuerdo al trabajo de revisión exhaustivo del estado del arte, se ha seleccionado un primer diseño de la antorcha DC, sus dimensiones y los materiales de los componentes que la conforman. Seguidamente, la necesidad de reducir las dificultades computacionales y asegurar una convergencia del modelo numérico con la capacidad de cálculo disponible, se lleva a cabo el trabajo de modelación aplicando algunas hipótesis de simplificación.

Usando condiciones de axis-simetría, la antorcha de plasma con corriente directa se puede modelar como una región bidimensional [14]. La Tabla 3.1 brinda las dimensiones geométricas de la antorcha de plasma DC de arco no transferido y la figura 3.1 presenta el esquema de la geometría 2D de la misma antorcha. En la antorcha la longitud total L es de 68 mm mientras que la altura l del cátodo es de 34.5 mm. Además, en la geometría original tri-dimensional, la sección de entrada útil de la antorcha sería anular con ancho R_2-R_1 , donde R_2 es el radio interior del ánodo en la entrada, mientras que R_1 es el radio exterior del cátodo en la entrada. El espesor de la pared de la antorcha es de 4 mm, que corresponde, de acuerdo a la figura 3.1, al espesor del ánodo de la antorcha.

Tabla 3.1: Dimensiones geométricas de la antorcha de plasma con corriente directa y arco térmico no trasferido.

Magnitud	Símbolo	Valor (mm)
Longitud total	L	68
Altura global del cátodo	l	34.5
Altura de la sección cónica del cátodo	l_c	24.5
Altura de la sección cónica del ánodo	l_a	28
Radio exterior del cátodo en la entrada	R_1	9
Radio interior del ánodo en la entrada	R_2	15
Ancho de la sección de entrada	$R_2 - R_1$	6
Ancho de la sección de salida	R_0	5
Espesor de la pared de la antorcha	t	4

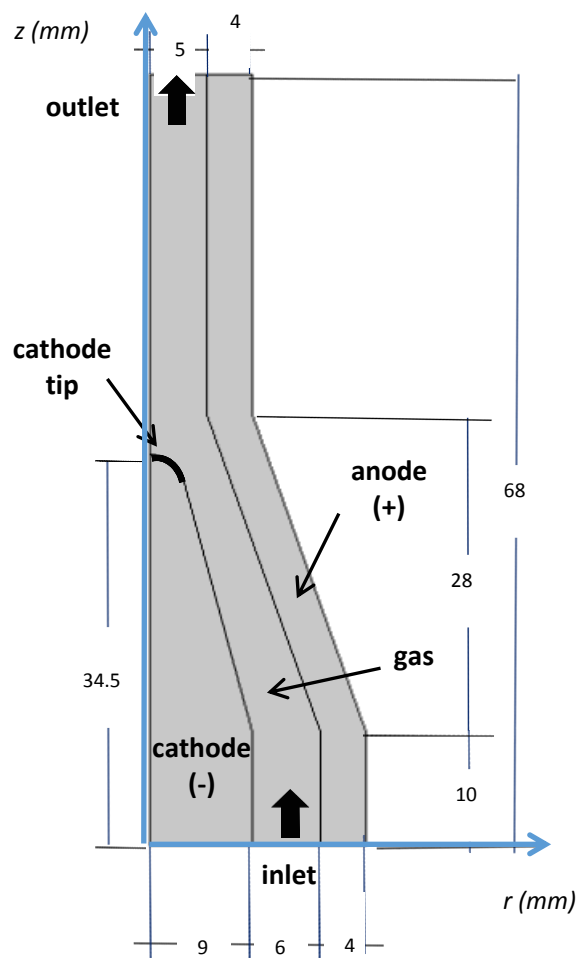


Figura 3.1. Geometría 2D de la antorcha DC de plasma térmico de arco no transferido.

El flujo de plasma se estudia por lo tanto en el sistema de coordenadas cilíndricas r, z , trazado en la misma figura. Asumiendo condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE), las temperaturas de los electrones y de las partículas pesadas son iguales. El gas de trabajo es argón y sus propiedades físicas se obtienen directamente de las librerías de datos de materiales presente en Comsol Multiphysics®. El material seleccionado para el ánodo y el cátodo es cobre, mientras que la punta redondeada del cátodo, donde se genera la densidad de corriente que opera la antorcha DC, es de tungsteno con torio. Debido a las condiciones de régimen estacionario, el mecanismo de *reattachment* del arco sobre la superficie del ánodo no se modela. Para los fenómenos de radiación térmica de la antorcha, el plasma se considera como ópticamente fino, de tal manera que se pueda usar un coeficiente de emisión térmica neto. Además, se considera un flujo gaseoso laminar y débilmente compresible, asumiendo un numero de Mach menor a 0.3. Con el propósito de definir condiciones específicas de flujo con vórtice en la entrada de la antorcha, se varía el valor del número de vórtice y por lo tanto de la velocidad azimutal v_θ . Se consideran dos diferentes tipos de vórtices en la entrada, vórtice libre y vórtice forzado, siendo en el primer caso la velocidad azimutal v_θ inversamente proporcional a la coordenada radial r y en el segundo caso directamente proporcional a la misma coordenada radial.

3.2 Modelo matemático: ecuaciones diferenciales

En condiciones de flujo laminar y débilmente compresible de gas argón, las ecuaciones diferenciales en estado estacionario de continuidad y de conservación del momentum de Navier-Stokes en notación tensorial, son las siguientes [15]:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot [-p \mathbf{I} + \eta (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2\eta}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I}] + \mathbf{F} \quad (3.2)$$

En las ecuaciones anteriores, las magnitudes escalares ρ y η son respectivamente la densidad del fluido y la viscosidad dinámica. Por otra parte, \mathbf{u} representa la velocidad del fluido, p la presión e \mathbf{I} el tensor identidad. Finalmente, \mathbf{F} modela las fuerzas de cuerpo, incluyendo la fuerza de Lorentz \mathbf{F}_L .

La conservación de la energía térmica en la antorcha se modela mediante la siguiente ecuación de Fourier que incluye las magnitudes de transporte convectivo y los términos fuente [16]:

$$\rho C_p \mathbf{u} \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + Q \quad (3.3)$$

donde T representa la temperatura, mientras que k , C_p y Q , son respectivamente la conductividad térmica, el calor específico a presión constante y los términos fuentes. La magnitud Q modela el calentamiento Joule Q_j , la pérdida volumétrica neta de energía por radiación (definida mediante el coeficiente de emisión neta) y el transporte de entalpia.

Para la modelación de los fenómenos electromagnéticos estacionarios en la antorcha de plasma, se introduce el potencial magnético vectorial \mathbf{A} y el potencial eléctrico escalar V , mediante las siguientes definiciones:

$$\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla V \quad (3.5)$$

donde \mathbf{B} representa la densidad de flujo magnético y \mathbf{E} la intensidad de campo eléctrico. Consecuentemente, las ecuaciones de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3.6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.9)$$

y la conservación de la carga:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (3.10)$$

se formulan en términos de estos potenciales [17]. En las ecuaciones de Maxwell, la cantidad $\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B})$ describe la densidad de corriente, $\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \mathbf{B}$ representa la intensidad del campo magnético y $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ la densidad del flujo eléctrico. Nuevamente \mathbf{u} es el campo de velocidad del conductor electromagnético, mientras las propiedades σ , μ y ϵ son respectivamente la conductividad eléctrica, la permeabilidad magnética y la permisividad eléctrica.

Adicionalmente, de manera que se pueda completar el acople del modelo termo-fluido-electromagnético de la antorcha de plasma, las magnitudes \mathbf{F} y Q se expresan en términos de las variables electromagnéticas \mathbf{J} , \mathbf{E} y \mathbf{B} , mediante las definiciones siguientes:

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (3.11)$$

$$Q_j = \mathbf{J} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (3.12)$$

Las ecuaciones de la 3.1 hasta la 3.12 constituyen el sistema de ecuaciones diferenciales con derivadas parciales del modelo de la antorcha de plasma de arco térmico no transferido, para las cuales deben ahora definirse las condiciones de borde con el propósito de desarrollar la solución numérica final. Las condiciones de borde específicas implementadas se presentan en la próxima sección, conjuntamente a la descripción del modelo computacional desarrollado con el software comercial COMSOL Multiphysics® 5.1.

4 MODELACION DE LA ANTORCHA DC CON COMSOL MULTIPHYSICS

En esta sección se describe el trabajo de modelación realizado con COMSOL Multiphysics® 5.1, un software comercial que usa el método de elementos finitos para calcular numéricamente la solución de las ecuaciones diferenciales con derivadas parciales, que se originan modelando los diversos procesos de la física aplicada a la antorcha.

4.1 Módulos y físicas de Comsol Multiphysics®

El modelo axis-simétrico de la antorcha de plasma con corriente directa se implementa en Comsol Multiphysics® versión 5.1, usando las librerías de las físicas presente en los siguientes módulos, módulo CFD (*flujo laminar*) [15], módulo Heat Transfer (*transferencia de calor en fluidos/sólidos*) [16], módulo AC/DC (*corrientes eléctricas, campos magnéticos*) [17] y módulo Plasma (*interfaz de descargas en equilibrio*) [18]. Además, los fenómenos del acoplamiento del flujo multifísico de la antorcha de plasma se modelan activando los siguientes nodos en Comsol Multiphysics® [18]: fuente de calor plasma (*eléctrico→calor*), componente estática de densidad de corriente (*eléctrico→magnético*), densidad de corriente por inducción (*magnético→eléctrico*), fuerzas de Lorentz (*magnético →flujo del fluido*), fuente de calor plasma en las fronteras (punta del cátodo redondeada) (*eléctrico → calor*), fuente de calor plasma en las fronteras (ánodo) (*eléctrico→calor*), acoplamiento de temperaturas (*calor→eléctrico, magnético, flujo del fluido*).

4.2 Condiciones de frontera implementadas

Como condiciones de frontera para la ecuación diferencial de la conservación de la energía térmica de Fourier, se asumen: temperatura de 300 K en la entrada; un ánodo enfriado externamente (con un coeficiente de transferencia de calor convectivo h igual a $10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$ y una temperatura externa T_{ext} de 500 K) e internamente una transferencia de energía por radiación como un cuerpo gris; la punta del cátodo con una temperatura de 3500 K (emisión termiónica); transferencia de calor por radiación sobre las paredes del cátodo igualmente como un cuerpo gris; aislamiento térmico en las otras superficies de la antorcha, es decir flujo de calor nulo mediante la ecuación $-\mathbf{n} \cdot \mathbf{q} = 0$, donde \mathbf{q} representa el flujo de calor y \mathbf{n} la dirección normal a la superficie.

Para la evolución del campo de velocidad calculado a través de las ecuaciones de Navier-Stokes, se define en la entrada de la antorcha de plasma una velocidad radial v_r nula y una velocidad axial v_z de 4 m/s, que corresponde aproximadamente a un flujo másico de argón de $0.175 \times 10^{(-2)} \text{ kg/s}$. En el caso de la velocidad azimutal v_θ , se definen condiciones de flujo con vórtice libre como:

$$v_\theta = k_1/r \quad (4.1)$$

y condiciones de vórtice forzado como:

$$v_{\theta} = k_2 r \quad (4.2)$$

Luego se consideran tres distintos valores de la constante k_1 para la variación del flujo con vórtice libre, específicamente $81 \times 10^{(-3)} \text{ m}^2/\text{s}$, $67.5 \times 10^{(-3)} \text{ m}^2/\text{s}$ y $54 \times 10^{(-3)} \text{ m}^2/\text{s}$. Igualmente, se definen tres valores de la constante k_2 para los regímenes de vórtice forzado, en este caso $0.667 \times 10^3 \text{ s}^{(-1)}$, $0.500 \times 10^3 \text{ s}^{(-1)}$ y $0.333 \times 10^3 \text{ s}^{(-1)}$. Para poder calcular el número de vórtice S_w en la entrada de la antorcha, se usa su definición original que lo expresa como el cociente entre el flujo axial del momentum azimutal y el flujo axial del momentum axial veces una longitud de normalización. Matemáticamente S_w equivale a:

$$S_w = \frac{R_1 \int_{R_0}^{R_2} \rho v_z v_{\theta} r^2 dr}{R_0 \int_{R_1}^{R_2} \rho v_z^2 r dr} \quad (4.3)$$

donde R_1 y R_2 son los radios que delimitan la sección de entrada de la antorcha, R_0 equivale a la longitud de normalización correspondiente al radio de la sección de salida y con la densidad del fluido ρ que se puede asumir constante. Luego, al sustituir en la ecuación 4.3 las expresiones de la componente azimutal de la velocidad v_{θ} dadas por las expresiones 4.1 y 4.2, después de integrar las ecuaciones resultantes, se obtienen seis valores del número de vórtice en la entrada de la antorcha de plasma. La Tabla 4.1 agrupa los valores de cada uno de estos seis casos, respectivamente los primeros tres para el caso del vórtice libre y los últimos tres para el caso del vórtice forzado.

Tabla 4.1: Valores del número de vórtice S_w , para los casos del vórtice libre y del vórtice forzado.

Vórtice	k_1 (m ² /s)	k_1 (m ² /s)	k_1 (m ² /s)	k_2 (1/s)	k_2 (1/s)	k_2 (1/s)
Libre: $v_{\theta} = k_1/r$	$81 \times 10^{(-3)}$	$67.5 \times 10^{(-3)}$	$54 \times 10^{(-3)}$	---	---	---
Forzado: $v_{\theta} = k_2 r$	---	---	---	$(2/3) \times 10^3$	$(1/2) \times 10^3$	$(1/3) \times 10^3$
Numero de vórtice S_w	4.050	3.375	2.700	5.100	3.825	2.550
Caso	1	2	3	4	5	6

Finalmente, para completar las restantes condiciones de borde del cálculo fluido dinámico, se usan las propiedades de no deslizamiento en la pared y de presión nula en la salida de la antorcha de plasma.

En cambio, para la resolución de las ecuaciones de Maxwell en términos de los campos potencial eléctrico escalar V y potencial magnético vectorial \mathbf{A} , se implementan los siguientes valores característicos en las fronteras de la antorcha de plasma con corriente directa:

a) una densidad de corriente constante de -10^7 A/m² en la punta redondeada del cátodo; aislamiento eléctrico, es decir la condición $\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} = 0$, sobre las restantes superficies del cátodo, en la entrada y en la salida de la antorcha; ánodo a tierra fijando la condición de potencial eléctrico nulo en la superficie interior del ánodo; b) aislamiento magnético en todas las fronteras, con el potencial magnético \mathbf{A} que satisface la condición $\mathbf{n} \times \mathbf{A} = 0$.

Adicionalmente, se usa la condición *gauge fixing* $\Psi_0 = 1$ A/m para el computo del potencial magnético vectorial \mathbf{A} .

En último, en todas las ecuaciones se usa una condición de simetría axial a lo largo del eje z de la antorcha de plasma.

4.3 Acoplamiento de las ecuaciones del modelo

Sucesivamente se procede a desarrollar los acoples entre los diferentes mecanismos que gobiernan el comportamiento físico de la antorcha de plasma térmico de arco no transferido. En particular, en la interfaz de *Descargas en equilibrio*, que modela el complicado acoplamiento entre las interfaces individuales de las diversas físicas del modelo, se especifican los valores para los electrodos de la antorcha. Sea la punta redondeada del cátodo que las superficies del ánodo se modelan como fuentes de calor de plasma de frontera, mapeando las pérdidas electromagnéticas de superficie como fuentes de calor en las fronteras. Para este caso, se usa la función de trabajo de 4.15 V que representa el valor estándar para electrodos de cobre en Comsol Multiphysics® 5.1.

4.4 Resolución numérica de las ecuaciones del modelo

El sistema resultante de ecuaciones diferenciales con derivadas parciales del modelo computacional se resuelve numéricamente en Comsol Multiphysics® 5.1 dividiendo la región bi-dimensional de la antorcha en tres dominios diferentes, es decir el cátodo, el fluido (plasma) y el ánodo. En el modelo desarrollado, los campos eléctrico y magnético se calculan en el fluido y en el ánodo, el flujo del fluido se simula solamente en la región del plasma, mientras que las ecuaciones del transporte de energía térmica se implementan en todas las tres regiones. El dominio computacional se crea mediante una operación de mallado que origina alrededor de 7×10^4 elementos triangulares y refinando la malla en las regiones del plasma y cerca de las paredes de los electrodos. De acuerdo a la física implementada y a pesar de las simplificaciones realizadas, el número de grados de libertad que debe ser resuelto y que se obtiene al aplicar el método de elementos finitos al dominio

computacional es grande, aproximadamente igual a 9.2×10^5 . La figura 4.1 muestra una vista parcial de la malla computacional entre la punta del cátodo y la pared del ánodo, donde se puede apreciar el refinamiento en las regiones que presentan altos gradientes de los campos físicos. Debido a que los fenómenos que gobiernan la física del plasma son altamente no lineales y en particular simultáneos, se selecciona un método de resolución numérica completamente acoplado. Se selecciona el solucionador numérico directo MUMPS para la integración numérica de las ecuaciones del modelo de la antorcha de plasma. Simultáneamente, se implementa un estudio de barrido paramétrico del término de fuente de calor con el propósito de mejorar y garantizar la convergencia de los cálculos. El modelo computacional se corrió en una estación de trabajo con procesador Intel Xenon

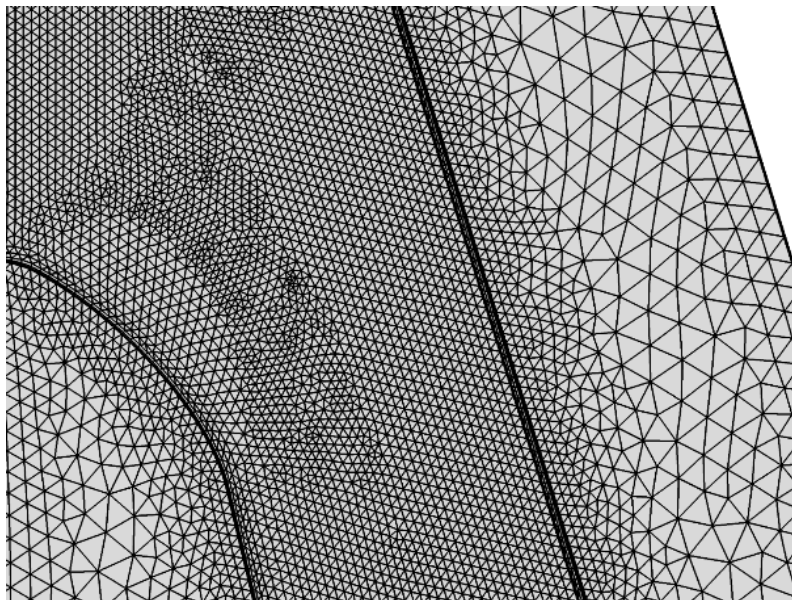


Figura 4.1. Vista parcial de la malla computacional entre la punta del cátodo y la pared del ánodo.

CPU E5-2687W v2 16 núcleos, 3.40 GHz (2 procesadores), 216 GB RAM, 64bit y sistema operativo Windows 7. Para las diferentes corridas el tiempo de solución fue en media de 34600 s.

5 SIMULACION DE LA ANTORCHA DC CON COMSOL MULTIPHYSICS

En esta sección, se presentan los resultados y el relativo análisis de las simulaciones numéricas llevadas a cabo con el software de elementos finitos COMSOL Multiphysics® 5.1. El modelo computacional de la antorcha DC de arco térmico no trasferido ha sido implementado para los seis casos de la tabla 4.1 del capítulo anterior 4. En algunos casos las simulaciones arrojan resultados similares, por lo tanto, con el propósito de brindar una descripción del régimen termo-fluido-dinámico de la antorcha, se seleccionan dos condiciones de interés. En particular, para el caso del vórtice libre en la entrada, se presentan los resultados relativos al caso 1 de la tabla 4.1, que se refiere a condiciones de vórtice con un número de vórtice igual a 4.05. Sucesivamente, se brindan los resultados del caso 4 de la misma tabla, que en cambio representa un ejemplo representativo para las condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema, es este caso con un número de vórtice igual a 5.01. No pudiendo contar con datos experimentales de comparación, debido también a la dificultad de realizar trabajos de medición termo-fluidica de los patrones locales de temperatura y velocidad, el análisis de la bondad del modelo se realiza recorriendo a trabajos de literatura que han sido desarrollados en condiciones posiblemente similares.

5.1 Condiciones de vórtice libre en la entrada de la antorcha, caso 1

Para el caso del flujo con vórtice libre en la entrada de la antorcha [19] con $k_I = 81 \times 10^{(-3)}$ m²/s y un numero de vórtice S_w igual a 4.05, las figuras 5.1 y 5.2 trazan respectivamente los campos de temperatura y de velocidad calculados para el flujo termo-electro-magnético de la antorcha. En particular la figura 5.1 enseña la columna de arco de gas argón que,

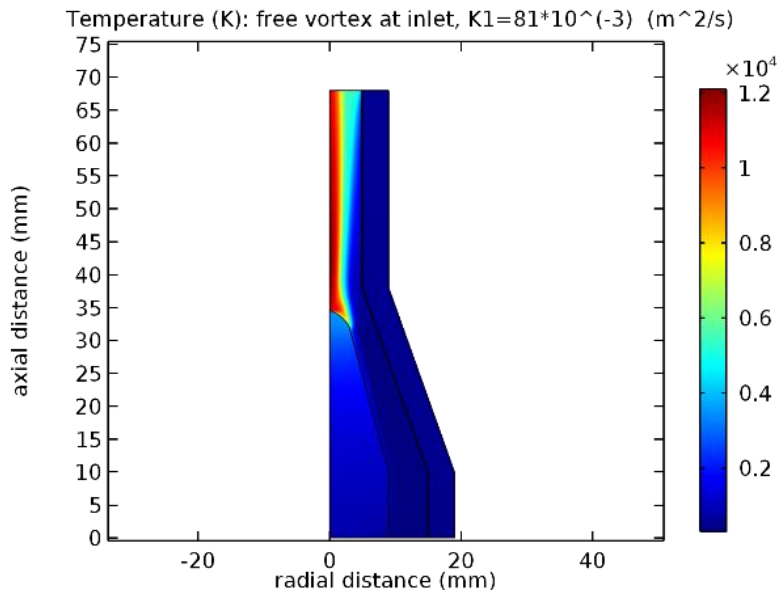


Figura 5.1. Campo de temperatura en la antorcha de plasma DC ($k_I = 81 \times 10^{(-3)}$ m²/s).

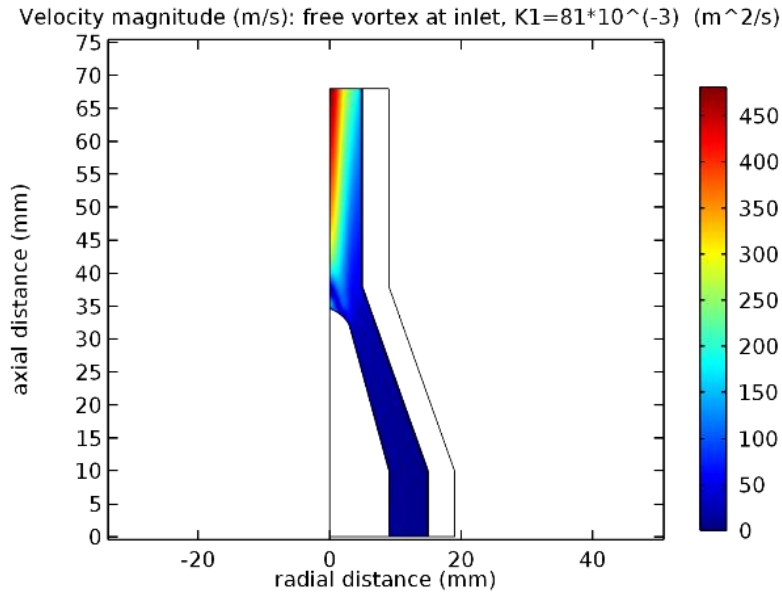


Figure 5.2. Campo de velocidad en la antorcha de plasma DC ($k_1 = 81 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$).

introducido en la cámara de la antorcha aguas arriba del cátodo, se calienta, sucesivamente se ioniza y se expande por el efecto del calentamiento Joule representado por la ecuación 3.12. Por otra parte, la figura 5.2 muestra la distribución de velocidad originada por la expansión del gas y la consecuente aceleración, esta última provocada por la fuerza de Lorentz \mathbf{F}_L que actúa sobre las partículas de gas cargadas eléctricamente. De acuerdo a la ecuación 3.11, \mathbf{F}_L depende del producto cruz entre los campos \mathbf{J} y \mathbf{B} , que resulta ser más alto en la región del fluido cercana a la punta del cátodo, como se puede apreciar en las figuras sucesivas 5.3 and 5.4. En este caso, el movimiento de aceleración significativo

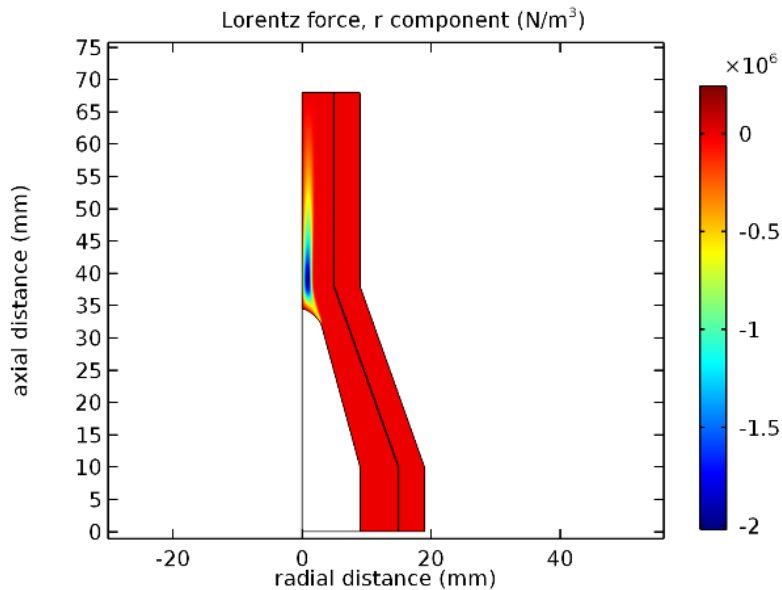


Figura 5.3. Componente radial de la fuerza de Lorentz en la antorcha de plasma DC ($k_1 = 81 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$).

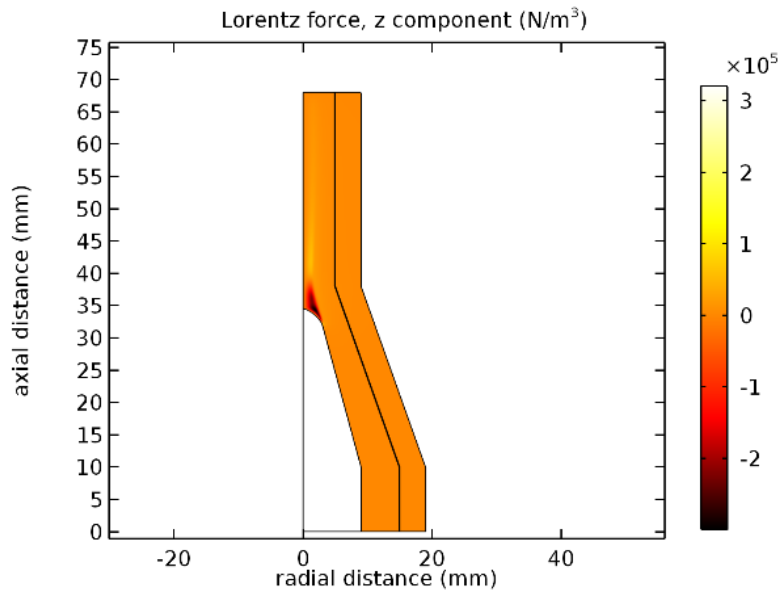


Figura 5.4. Componente axial de la fuerza de Lorentz en la antorcha de plasma DC ($k_1 = 81 \times 10^{(-3)}$ m^2/s).

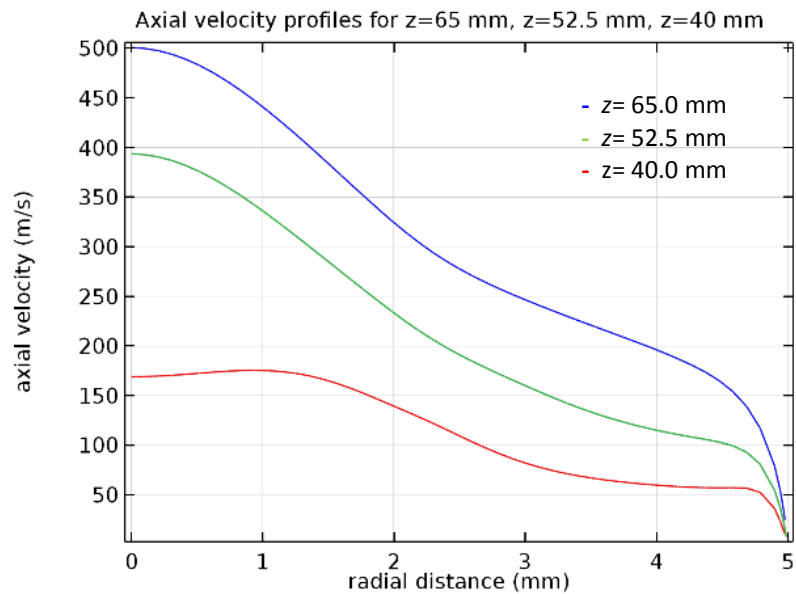


Figura 5.5. Valores de velocidad en correspondencia de tres alturas distintas en la antorcha de plasma DC ($k_1 = 81 \times 10^{(-3)}$ m^2/s).

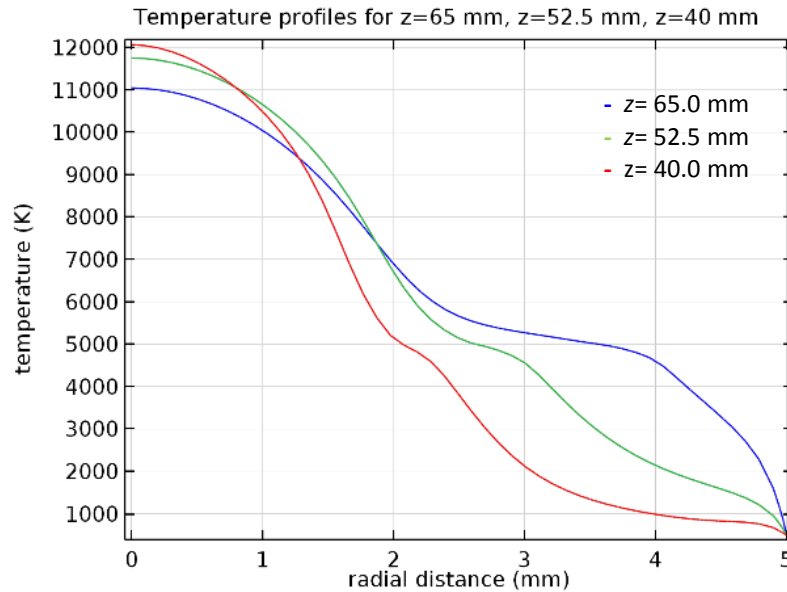


Figura 5.6. Valores de temperatura en correspondencia de tres alturas distintas en la antorcha de plasma DC ($k_1 = 81 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$).

adquirido por el fluido se evidencia claramente en la figura Fig. 5.5, donde el valor de la velocidad axial aumenta alejándonos de la punta del cátodo. En particular, estos perfiles hacen referencia a velocidades axiales de una región próxima a la punta del cátodo ($z= 40 \text{ mm}$), otra cercana a la salida de la antorcha ($z=65 \text{ mm}$) y en el medio de las dos ($z=52.5$). Los respectivos perfiles de temperatura en correspondencia de las mismas coordenadas axiales, se trazan en la figura 5.6. Vale subrayar que, sea para los perfiles de temperatura que para los de velocidad, los resultados computacionales concuerdan satisfactoriamente con aquellos obtenidos por otros autores en condiciones similares, como reportado en algunos trabajos de las referencias [12,19,20]. Posteriormente, en la sección 5.2 se desarrollará una comparación específica entre los resultados obtenidos con el presente modelo y los de algunos de estos autores.

En cambio, la evolución de la densidad de corriente normal a la pared del ánodo, calculada mediante un estudio paramétrico del termino fuente de calor Q de la ecuación 3.3, se presenta en la figura 5.7. El estudio paramétrico asume distintos valores de Q en un rango específico, con el doble propósito de asegurar la convergencia de los cálculos iterativos del solucionador del software y de registrar las distintas soluciones, que se obtienen en función de los valores simulados del termino fuente. Los resultados numéricos se refieren a cálculos numéricos efectuados reduciendo proporcionalmente el valor del termino fuente, el cual modela también el mecanismo de calentamiento Joule de la ecuación de conservación de la energía térmica. En la figura 5.7 la densidad de corriente máxima debería corresponder al *attachment* de la base del arco en las paredes interiores del ánodo. Se observa en el mismo grafico de figura 5.7 que, aumentando el termino fuente, la base del arco se mueve

hacia adelante. A partir de los resultados obtenidos con este estudio paramétrico mediante Comsol Multiphysics 5.1, las figuras 5.8 y 5.9 refiguran respectivamente el potencial eléctrico y el campo del desplazamiento eléctrico para los valores reducidos de los términos

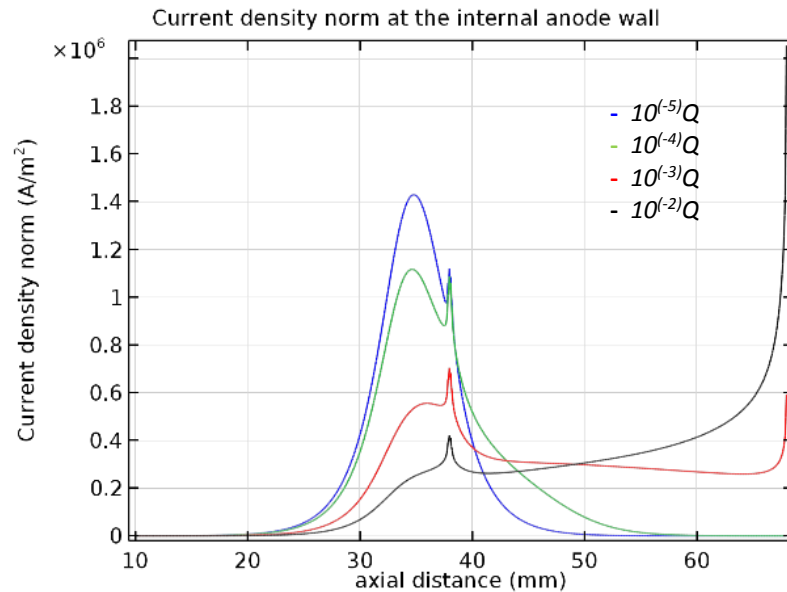


Figura 5.7. Componente normal de la densidad de corriente normal en la pared interior del ánodo de la antorcha de plasma DC, obtenida con el estudio paramétrico del termino Q .

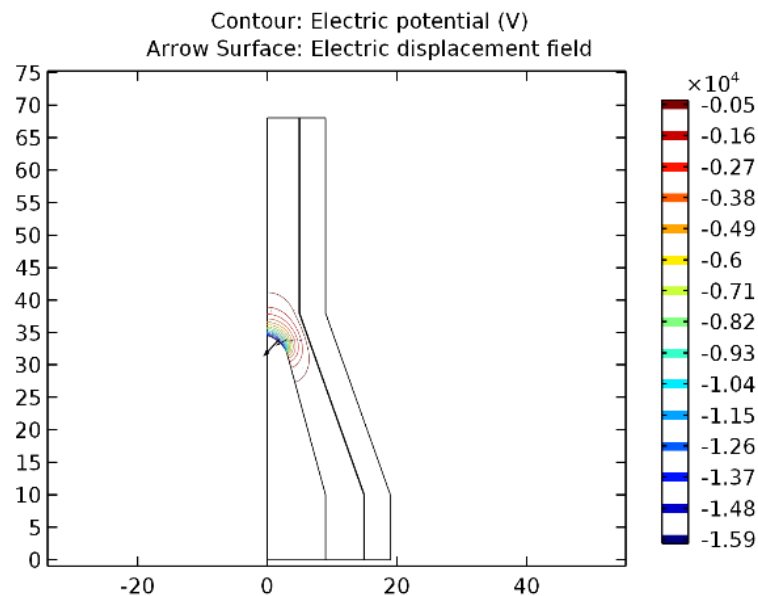


Figura 5.8. Potencial eléctrico y campo de desplazamiento eléctrico en la antorcha de plasma DC, para un valor reducido del termino fuente de calor igual a $10^{(-5)}Q$.

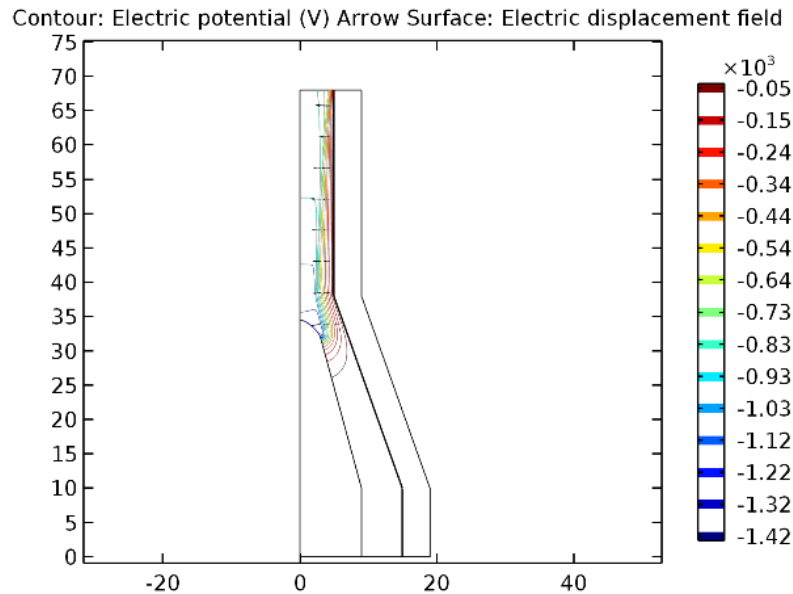


Figura 5.9. Potencial eléctrico y campo de desplazamiento eléctrico en la antorcha de plasma DC, para un valor reducido del termino fuente de calor igual a $10^{(-2)} Q$.

fuentes de calor de $10^{(-5)} Q$ y $10^{(-2)} Q$, respectivamente. Otra vez se hace evidente la dependencia de los fenómenos eléctricos del valor del termino fuente de calor simulado.

5.2 Condiciones de vórtice forzado en la entrada de la antorcha, caso 4

En esta sección se brindan los resultados de las simulaciones de la antorcha DC de arco térmico no transferido, donde el flujo del gas mantiene un vórtice forzado en la entrada de la antorcha con $k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s y un numero de vórtice S_w igual a 5.01 [14]. La figura 5.10 muestra el potencial eléctrico en la antorcha, con valores importantes en correspondencia de la punta del cátodo y nulos en el ánodo y en el plasma que se encuentra aguas arriba de la punta misma. Debido a las densidades de corriente y de flujo magnético que se originan en la antorcha, se añaden a las fuerzas de volumen de las ecuaciones de conservación del momentum las componentes de las fuerzas de Lorentz, de acuerdo a la ecuación 3.11. Justamente en el área frente a la punta del cátodo, la componente radial y axial de la fuerza de Lorentz presentan los valores más altos, de acuerdo respectivamente a las figuras 5.11 y 5.12.

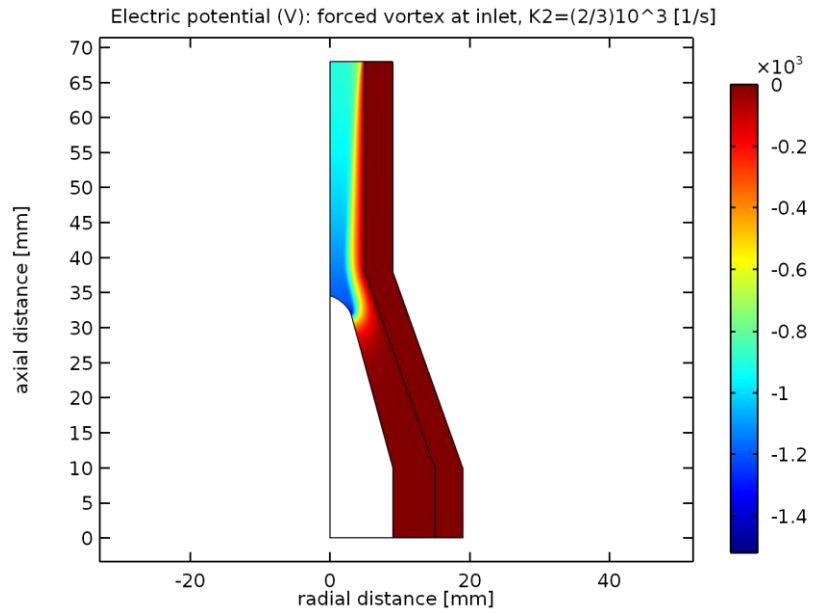


Figura 5.10. Potencial eléctrico en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

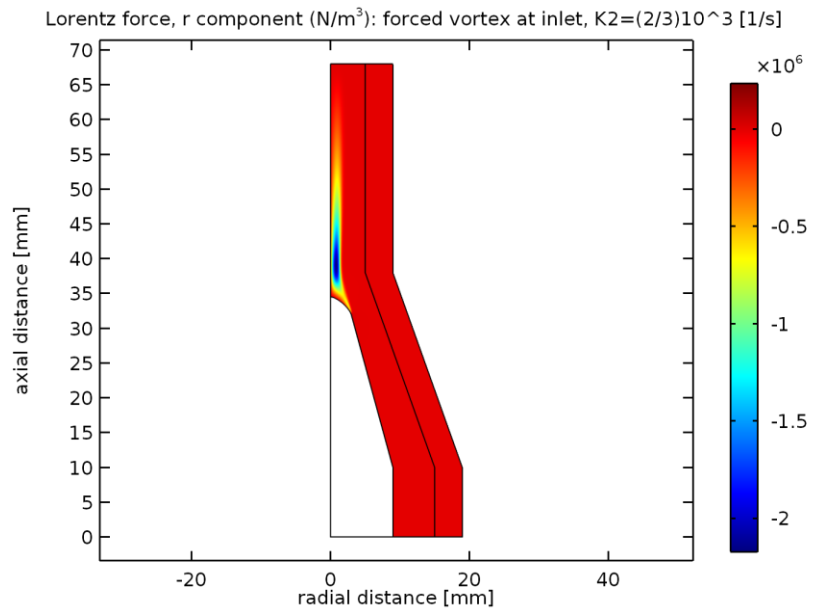


Figura 5.11. Componente radial de la fuerza de Lorentz en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

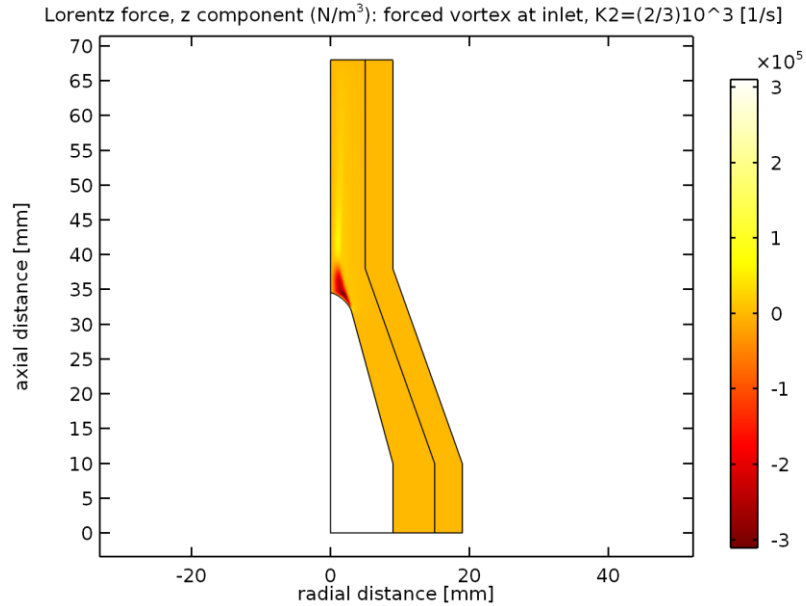


Figura 5.12. Componente axial de la fuerza de Lorentz en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

En las mismas condiciones simuladas del caso 4, la figura 5.13 muestra el campo de velocidades en la antorcha. Los valores de velocidad alcanzados por el gas argón durante su flujo en la geometría cilindro-cónica del sistema son del orden de 10^2 m/s. En particular, en el área que se encuentra aguas abajo de la punta del cátodo se alcanzan los valores máximos

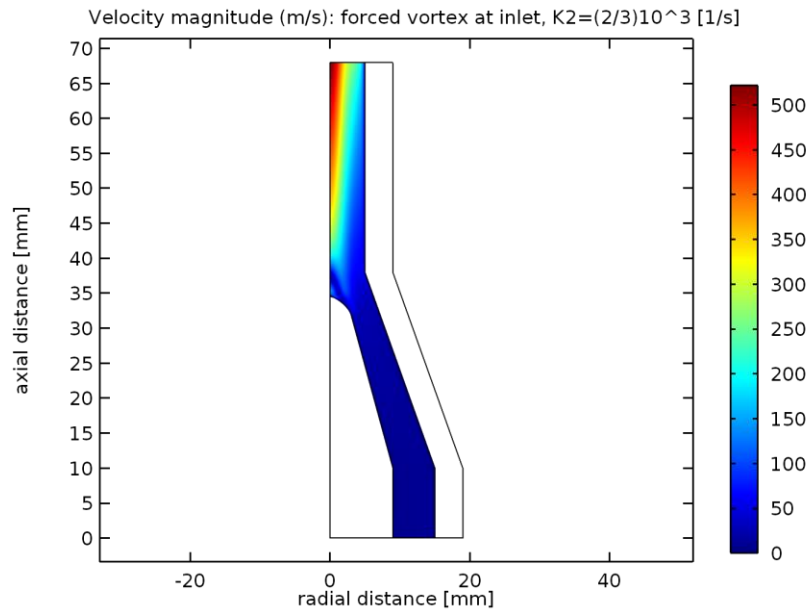


Figura 5.13. Campo de velocidad en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

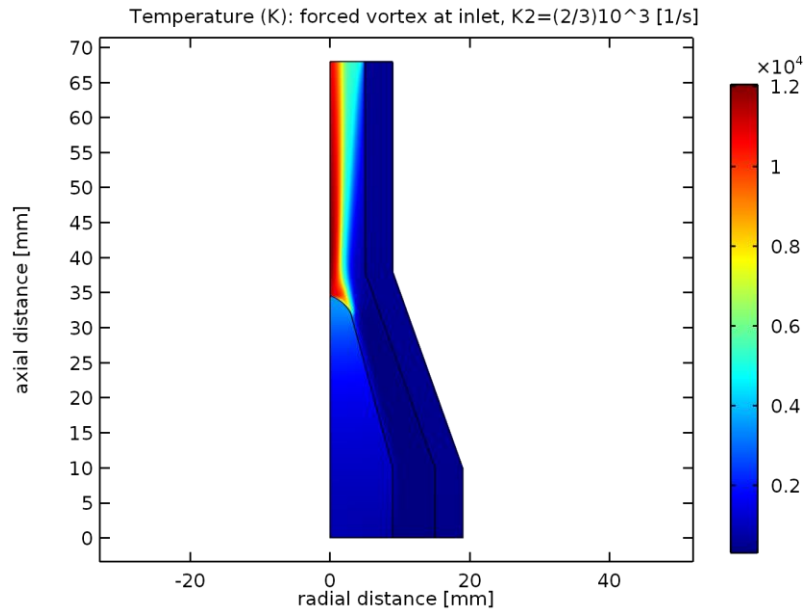


Figura 5.14. Campo de temperatura en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

de hasta 5×10^2 m/s y que se deben a la aceleración del gas, una vez que actúan las fuerzas electromagnéticas de Lorentz. De consecuencia, debido al fuerte acoplamiento entre la ecuación de conservación del momento y de la energía térmica, el campo de temperaturas resultante presenta la característica pluma de plasma térmico aguas abajo de la misma punta, como se aprecia en la figura 5.14. Los valores de temperatura alcanzados son del orden de 10^4 K, con los valores más altos (de aproximadamente 1.2×10^4 K) para el plasma cercano a la región central de la antorcha, que coincide con su eje de simetría.

La componente de velocidad del plasma que experimenta el cambio principal, cuando se compara con el valor respectivo de la velocidad del gas argón en la entrada de la antorcha, es justamente la axial, de acuerdo a los resultados de la simulación que se presentan en la figura 5.15. En efecto el gas argón mantiene una velocidad axial cercana a los 4 m/s a lo largo del canal que lo lleva en la región de descarga eléctrica, para sucesivamente modificar este valor a más de 5×10^2 m/s, con un incremento de más de 125 veces. Los resultados de la misma figura 5.15 evidencian velocidades axiales negativas del orden de 10^2 m/s, justo en proximidad de la punta del cátodo, mostrando la presencia de un probable mecanismo de recirculación del gas. Aunque de mucho menor intensidad, también la componente azimutal del gas argón sufre un incremento durante su muy corta permanencia en la antorcha. En el caso del vórtice forzado simulado, usando la constante k_2 igual a $2/3 \times 10^3$ 1/s, se obtiene una velocidad azimutal máxima en la entrada de 10 m/s, equivalente a una rotación de cuerpo rígido con $r=15$ mm. De acuerdo a la figura 5.16, en proximidad de la región de salida de la antorcha, la componente azimutal de la velocidad supera los 30 m/s,

indicando un incremento superior a tres veces. Los resultados de la simulación indican la presencia de una región ubicada en proximidad del eje de simetría de la antorcha, donde la velocidad de rotación azimuthal del plasma es baja.

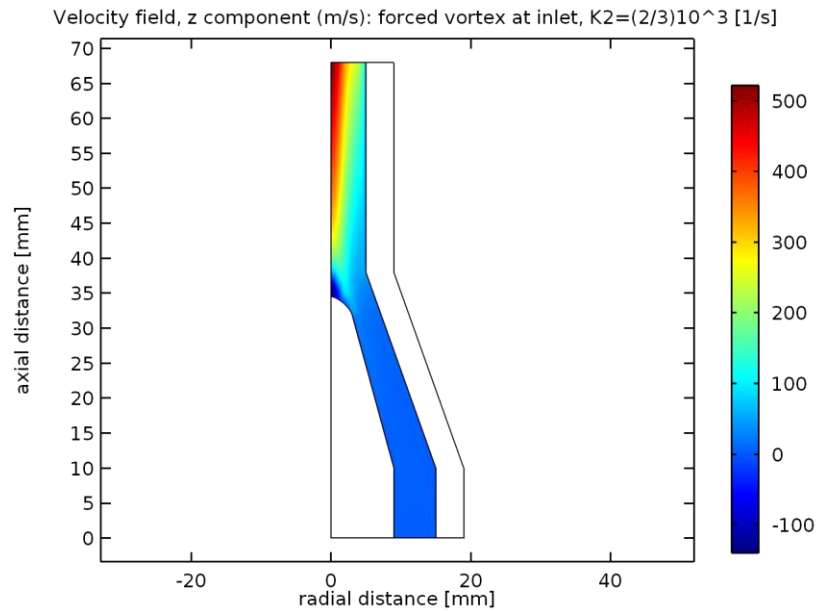


Figura 5.15. Componente axial del campo de velocidades en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

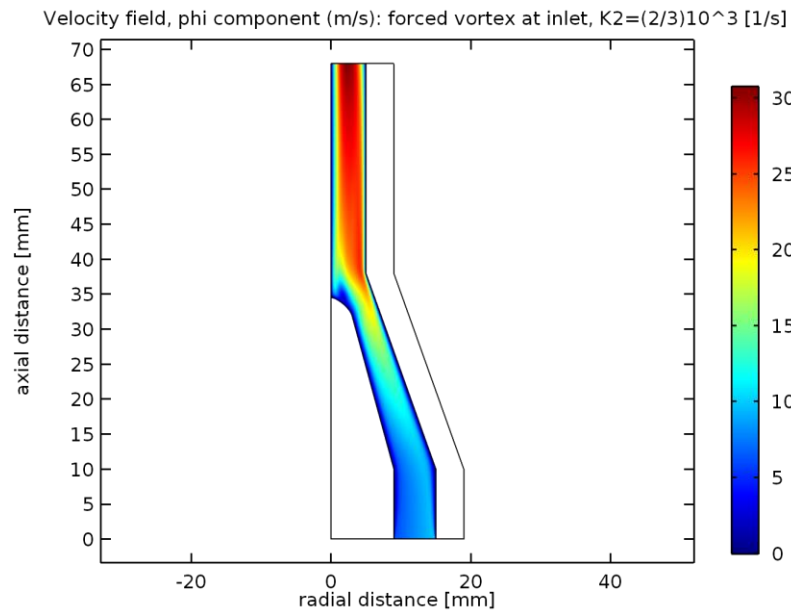


Figura 5.16. Componente azimuthal del campo de velocidades en la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s).

Los perfiles radiales de temperatura y de velocidad, en correspondencia de la salida de la antorcha de plasma, se brindan respectivamente en las figuras 5.17 y 5.18. Los gráficos unidimensionales confirman las consideraciones brindadas anteriormente, en particular se

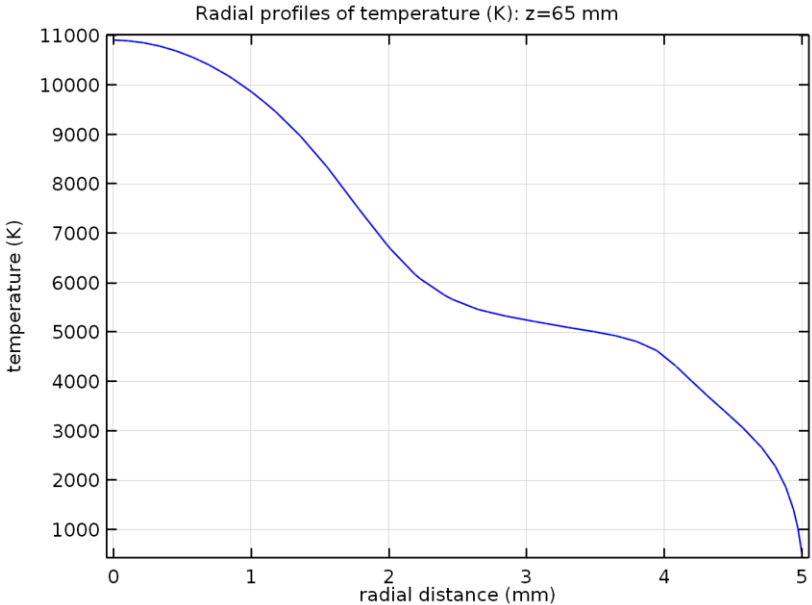


Figura 5.17. Perfil radial de temperatura en correspondencia de la salida de la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3 \text{ 1/s}$).

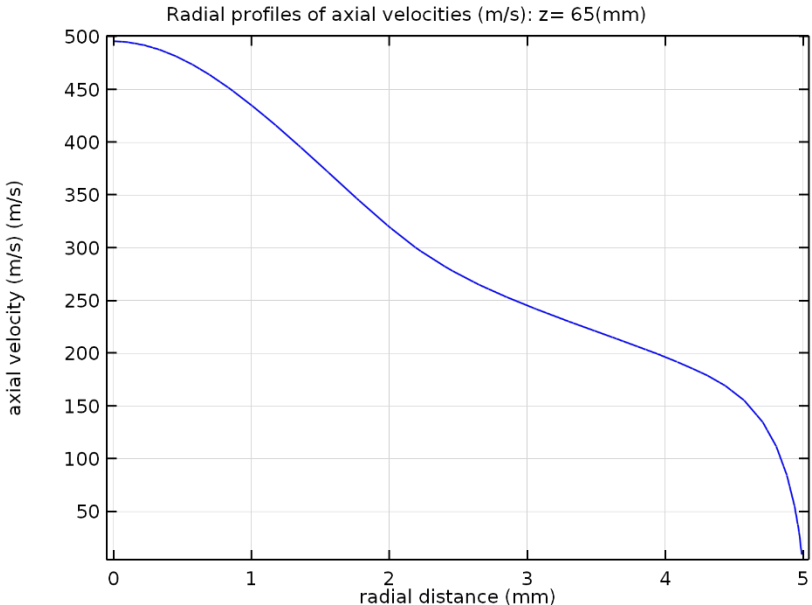


Figura 5.18. Perfil radial de velocidad en correspondencia de la salida de la antorcha de plasma DC, con condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3) \times 10^3 \text{ 1/s}$).

hacen evidentes los gradientes respectivos de temperatura y de velocidad. En los gráficos se puede apreciar la caída de temperatura del orden de 10^4 K, entre la región central del plasma y las paredes enfriadas del ánodo, así como la relativa disminución de velocidad. Los patrones de temperatura y de velocidad obtenidos en las simulaciones se comparan cualitativamente con otros resultados computacionales de referencia, que has sido obtenidos en condiciones similares.

5.3 Comparación de los resultados obtenidos con resultados de literatura

En el caso de los valores de temperatura T , la figura 5.19 traza algunos perfiles de temperatura obtenidos por Dilawari *et al.* [20], que simularon el comportamiento térmico y el flujo con vórtice de una antorcha DC de arco no trasferido. Aunque las dimensiones y los valores de los parámetros operacionales de la antorcha difieren de los usados en el presente trabajo computacional, se puede observar un comportamiento similar, que demuestra la existencia de una pluma de plasma más energética en las regiones centrales de la antorcha. De acuerdo a los mismos resultados de Dilawari *et al.*, los perfiles confirman la disminución de la temperatura conforme el plasma se aleja de la punta del cátodo, es decir para valores de las coordenadas z crecientes. Con el propósito de apreciar mejor este comportamiento, en la figura 5.20 se reportan los perfiles obtenidos en este trabajo, en

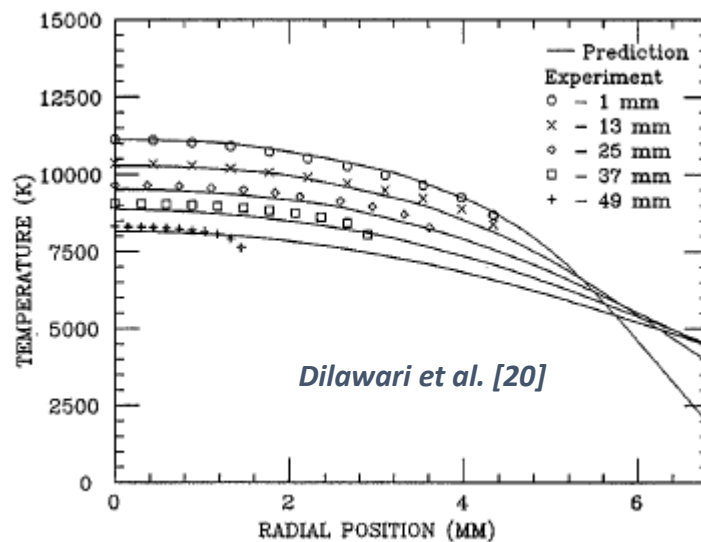


Figura 5.19. Perfiles radiales de temperatura obtenidos por Dilawari *et al.* [20] en una antorcha DC de arco térmico no trasferido, en presencia de flujo con vórtice. Los 5 perfiles hacen referencia a datos experimentales y computacionales en correspondencia de 5 valores de coordenadas axiales en la antorcha (el valor $z=0$ corresponde a la posición de la punta del cátodo).

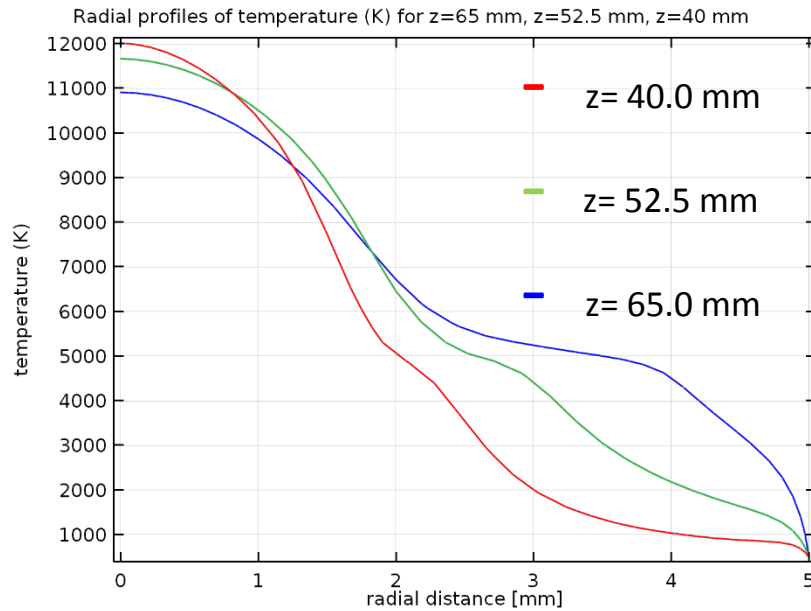


Figura 5.20. Perfiles radiales de temperatura en correspondencia de tres valores de coordenada z : punta del cátodo ($z= 40$ mm); salida de la antorcha ($z=65$ mm); entre estas dos ($z=52.5$). Existen condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema ($k_2 = (2/3)\times 10^3$ 1/s).

correspondencia de tres valores de coordenada z , la primera próxima a la punta del cátodo ($z= 40$ mm), otra cercana a la salida de la antorcha ($z=65$ mm) y la tercera en el medio de las dos ($z=52.5$). La misma figura 5.20 evidencia la disminución de energía térmica en la dirección axial de la antorcha, para las regiones cercanas al eje de simetría de la antorcha. También existe una cierta concordancia entre el caso de Dilawari *et al.* y el presente, respecto de la inversión de este comportamiento de T en las regiones que se aproximan a la pared del ánodo.

Por otro lado, para el caso de los valores de velocidad axial v_z , la figura 5.21 muestra algunos perfiles radiales de velocidad axial obtenidos en cambio por Felipini y Pimenta [21], que modelaron el flujo con vórtice bi-dimensional en una muy pequeña antorcha DC de arco no trasferido. Como los autores no reportan perfiles radiales para regiones internas a la antorcha, la figura presenta los perfiles aguas abajo de la salida del sistema. Aunque existen diferencias en la geometría y en los parámetros de operación, se confirma la presencia de regiones con alto valores del momentum en proximidad del eje central de la antorcha. Usando los resultados de las figuras 5.18 y 5.20, es posible comparar el perfil obtenido en nuestra condición simulada del caso 4 (con un numero de vórtice $S_w=5.1$) con la curva de Felipini y Pimenta para S_w igual a 5. La forma de los perfiles es bastante similar y la diferencia en las magnitudes de la velocidad axial se debe justamente a la diferente posición axial considerada. De toda manera Felipini y Pimenta brindan el cambio de v_z con la coordenada axial z , para una posición radial fija de $r=0$ coincidente con el eje de simetría de la antorcha, comportamiento que se indica en la sucesiva figura 5.22. Ahora es evidente que la

componente de velocidad axial v_z reduce su valor al salir el plasma de la antorcha (la salida se encuentra en $z=13$ mm) y que para un número de vórtice $S_w=5$ el valor de v_z es de

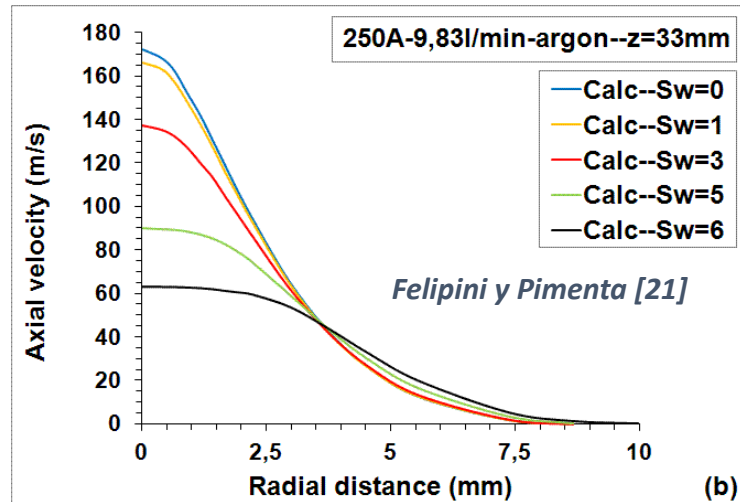


Figura 5.21. Perfiles radiales de velocidad axial obtenidos por Felipini y Pimenta [21] en una antorcha DC de arco térmico no transferido, en presencia de flujo con vórtice. Los 5 perfiles hacen referencia a resultados computacionales en correspondencia de 5 valores de número de vórtice del flujo y para un valor de coordenada axial $z=33$ mm, que corresponde a una posición aguas abajo de la salida de la antorcha que se encuentra en $z=13$ mm.

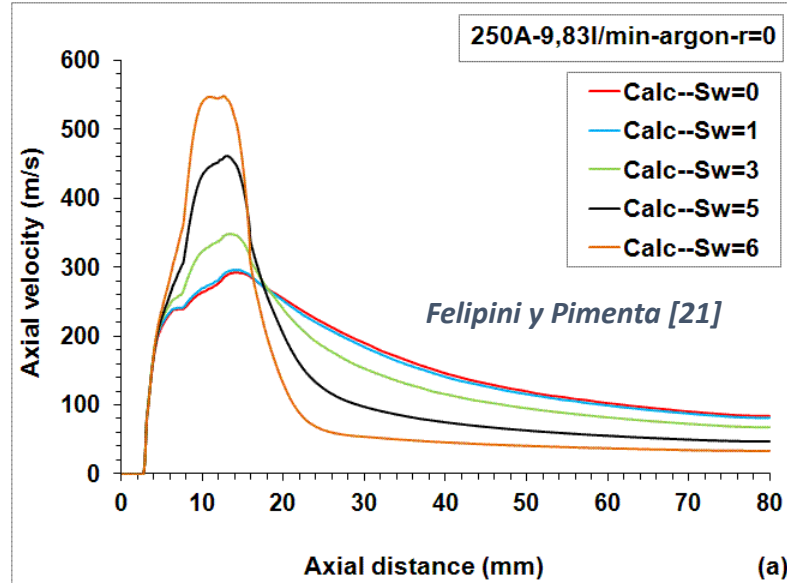


Figura 5.22. Perfiles axiales de velocidad axial obtenidos por Felipini y Pimenta [21] en una antorcha DC de arco térmico no transferido, en presencia de flujo con vórtice. Los 5 perfiles hacen referencia a resultados computacionales en correspondencia de 5 valores de número de vórtice del flujo y para un valor de coordenada radial $r=0$ mm, que corresponde a la posición del eje de simetría de la antorcha. La punta del cátodo se encuentra en $z=2.7$ mm, la salida de la antorcha en $z=13$ mm y la región en el medio de estas en $z=7.85$ mm.

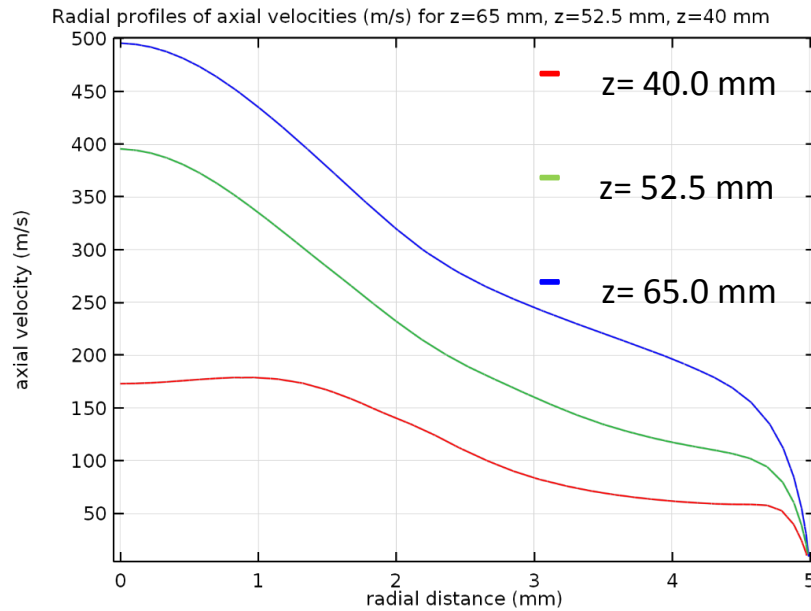


Figura 5.23. Perfiles radiales de velocidad axial en correspondencia de tres valores de coordenada z : punta del cátodo ($z= 40$ mm); salida de la antorcha ($z=65$ mm); entre estas dos ($z=52.5$). Existen condiciones de vórtice forzado en la entrada del sistema: $k_2 = (2/3) \times 10^3$ 1/s, $S_w=5.1$.

aproximadamente 460 m/s, el cual compara satisfactoriamente con el valor de casi 500 m/s obtenido con nuestro modelo. Finalmente, la figura 5.23 traza tres perfiles radiales de velocidad axial para un flujo con vórtice forzado en la entrada y número de vórtice $S_w=5.1$, en correspondencia de los tres valores de coordenada z definidos anteriormente de 40, 52.5 y 65 mm. En particular, el perfil obtenido en $z=52.5$ mm se refiere a una sección de la antorcha ubicada aproximadamente en la mitad de la distancia entre la punta del cátodo y la salida de la antorcha. Para $z=52.5$ mm, el valor de v_z para $r=0$ (eje de simetría de la antorcha) es de casi 400 m/s (figura 5.23), valor que compara muy satisfactoriamente con el valor de Felipini y Pimenta de aproximadamente 350 m/s, obtenido para la misma distancia axial equivalente de $z=7.85$ mm y reportado en la figura 5.22.

6 MODELACION Y SIMULACION DE LOS PLANOS FINALES DE LA ANTORCHA DC

A partir de los resultados anteriores, en particular los de la revisión del estado del arte sobre antorchas DC y los obtenidos con la modelación y simulación preliminar descritas en las secciones 3, 4 y 5, se realizan algunas modificaciones en el diseño de las antorchas variando parámetros de geometría y materiales. Siempre con el propósito de poder comparar nuestros resultados con datos de la literatura científica, se seleccionan dos tipologías de antorchas, *antorcha 1* estudiada computacionalmente por He-Ping Li *et al* (He-Ping Li *et al.* [10], He-Ping Li and Xi Chen [22]), y *antorcha 2* usada por Mozingo en su actividad experimental [23]. En los ANEXOS A y B de este informe se reportan los planos CAD, respectivamente de las antorchas 1 y 2. Sucesivamente los planos CAD se importan a Comsol Multiphysics, donde aplicando condiciones de axis-simetría, las dos antorchas de plasma DC se modelan como una región bidimensional. Los gases de trabajo son argón para la *antorcha 1* y nitrógeno para la *antorcha 2*, donde las respectivas propiedades físicas se obtienen de la base de datos materiales de Comsol Multiphysics®. El ánodo y el cátodo son hechos de cobre.

En el modelo se consideran condiciones de equilibrio termodinámico local (LTE), luego las temperaturas de los electrones y de las partículas pesadas son iguales. En este caso un aspecto peculiar es la baja conductividad eléctrica σ para temperaturas T por debajo de un valor crítico: para gas argón $\sigma \leq 1$ S/m si $T < 4600$ K, mientras que para gas nitrógeno $\sigma \leq 1$ S/m si $T < 5300$ K, aproximadamente. De manera de poder asegurar el flujo eléctrico, en la modelación de estas antorchas se usa un valor artificial mínimo de 8000 S/m (σ_{min}) para las conductividades eléctricas de argón y nitrógeno.

Como parámetros operacionales en la entrada de las antorchas de plasma DC, se fija un flujo volumétrico G de argón de 2.0 STP m³/h para la *antorcha 1* of He-Ping Li *et al.* [10, 22], que brinda aproximadamente una velocidad axial v_z de 1.35 m/s. Luego, se consideran condiciones de flujo con vórtice libre, definiendo la velocidad azimutal v_θ como $v_\theta = k_1/r$, y se asumen los siguientes tres distintos valores de k_1 : 4.86×10^{-3} m²/s, 9.72×10^{-3} m²/s y 14.58×10^{-3} m²/s.

Para la *antorcha 2* de Mozingo [23], el cual usa nitrógeno en sus experimentos, se asume un flujo másico de gas igual a 2.17 g/s, que corresponde aproximadamente a 6.35 STP m³/h y una velocidad axial de 1.37 m/s. Otra vez, las condiciones de flujo con vórtice libre en la entrada de la antorcha se modelan variando k_1 en 0.291×10^{-1} m²/s, 0.582×10^{-1} m²/s y 0.873×10^{-1} m²/s, respectivamente.

Para la resolución de las ecuaciones de los campos electromagnéticos, se definen los siguientes valores en las fronteras de las antorchas DC: a) en la punta redondeada del cátodo, una densidad de corriente J_n con valores en el rango $10^7 \div 10^8$ A/m², equivalente a una intensidad de corriente I de 43.36 ÷ 433.6 A para la *antorcha 1*; una densidad de

corriente en el rango de $10^6 \div 10^7$ A/m², que significa una intensidad de corriente I de 50.38÷503.8 A para la *antorcha 2*.

Finalmente, las otras condiciones de frontera restantes son equivalente a las descritas en la sección anterior 4.2.

Usando un valor mínimo σ_{min} of 8000 S/m en la región de argón, una intensidad de corriente

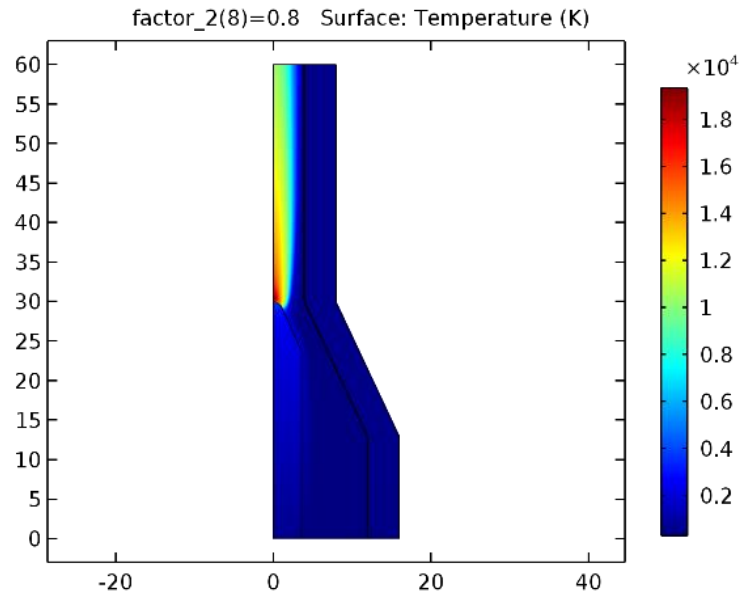


Figura 6.1. Campo de temperatura de la *antorcha 1* ($G = 2.0$ STP m³/h, $k_1 = 4.86 \times 10^{-3}$ m²/s, $J_n = 0.8 \times 10^8$ A/m²).

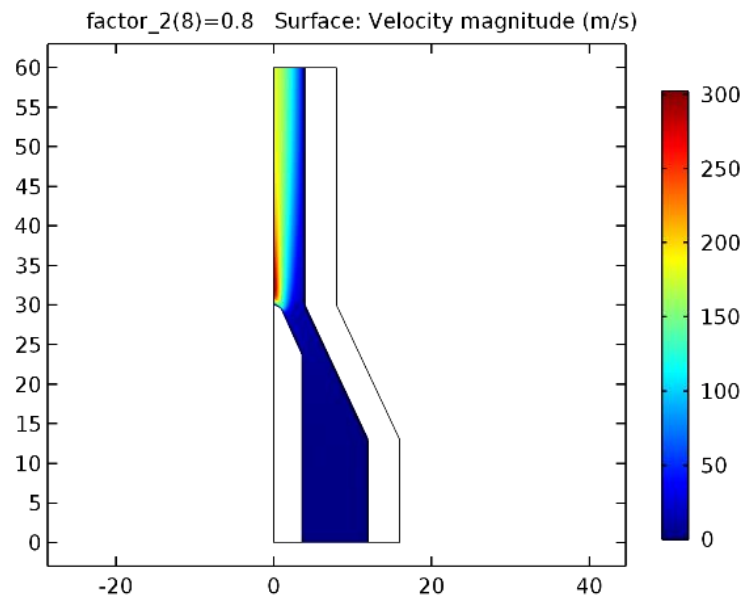


Figura 6.2. Campo de velocidad de la *antorcha 1* ($G = 2.0$ STP m³/h, $k_1 = 4.86 \times 10^{-3}$ m²/s, $J_n = 0.8 \times 10^8$ A/m²).

de $0.8 \times 10^8 \text{ A/m}^2$ en la punta del cátodo y un flujo de vórtice libre en la entrada con $k_1 = 4.86 \times 10^{(-3)} \text{ m}^2/\text{s}$, las figuras 6.1 y 6.2 muestran los campos de temperatura y velocidad de la *antorcha 1*. Estos campos se brindan en figuras 6.3 y 6.4 para la *antorcha 2*, con el mismo valor de σ_{min} en la región de nitrógeno, $k_1 = 0.291 \times 10^{(-1)} \text{ m}^2/\text{s}$ y $J_n = 0.7 \times 10^7 \text{ A/m}^2$.

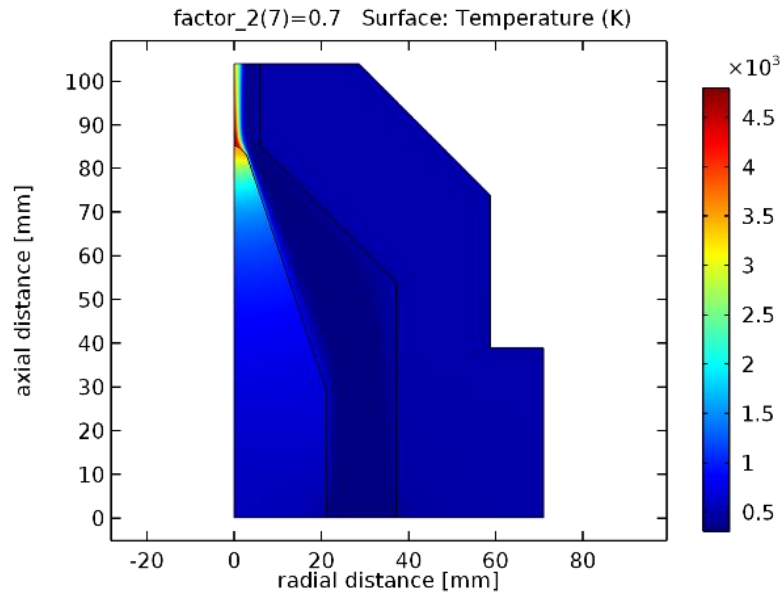


Figura 6.3. Campo de temperatura de la *antorcha 2* ($G = 6.35 \text{ STP m}^3/\text{h}$, $k_1 = 0.291 \times 10^{(-1)} \text{ m}^2/\text{s}$, $J_n = 0.7 \times 10^7 \text{ A/m}^2$).

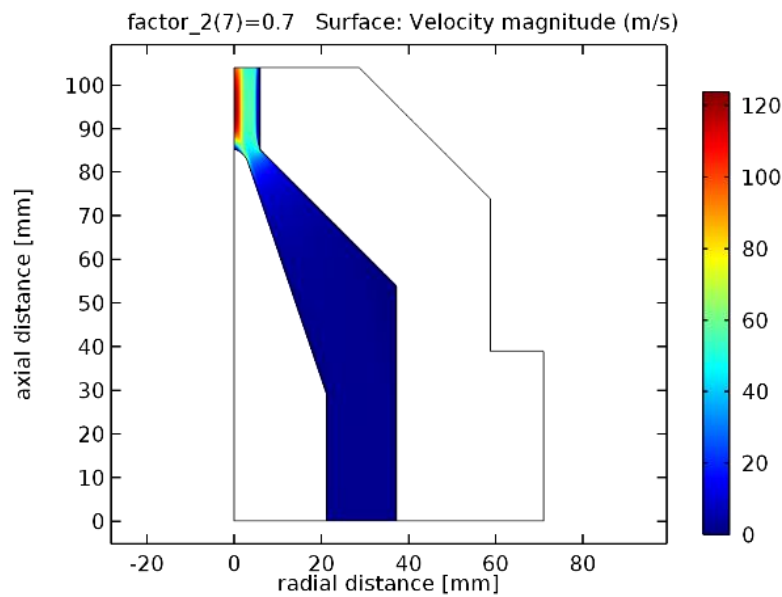


Figura 6.4. Campo de velocidad de la *antorcha 2* ($G = 6.35 \text{ STP m}^3/\text{h}$, $k_1 = 0.291 \times 10^{(-1)} \text{ m}^2/\text{s}$, $J_n = 0.7 \times 10^7 \text{ A/m}^2$).

En el caso la *antorcha 1* la posición del *arc attachment*, predicho por He-Ping y Xi Chen, es cerca de la intersección de la parte convergente y la parte cilíndrica del ánodo ($z=30$ mm) y no es uniforme en la dirección circunferencial. La misma posición de $z=30$ mm se obtiene

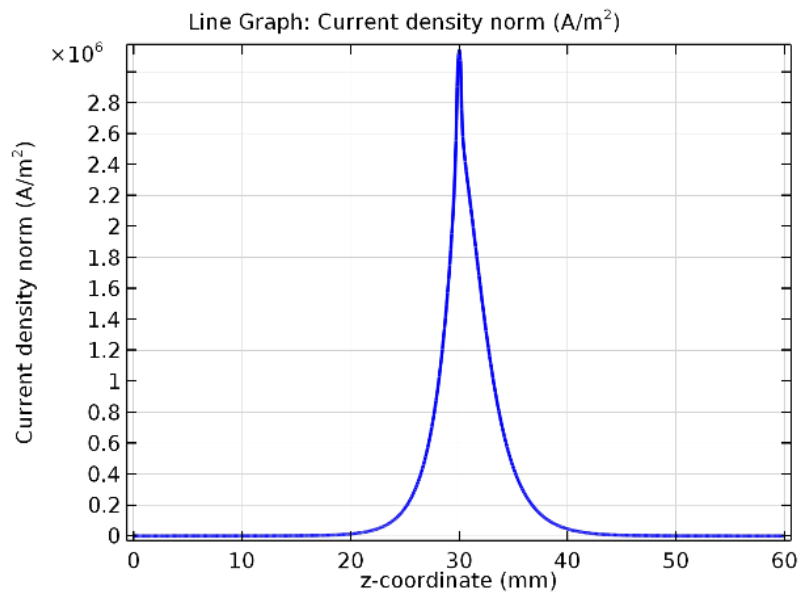


Figura 6.5. Densidad de corriente normal en la pared interior del ánodo de la *antorcha 1* ($G= 2.0$ STP m³/h, $k_1 = 4.86 \times 10^{-3}$ m²/s, $J_n = 0.8 \times 10^8$ A/m²).

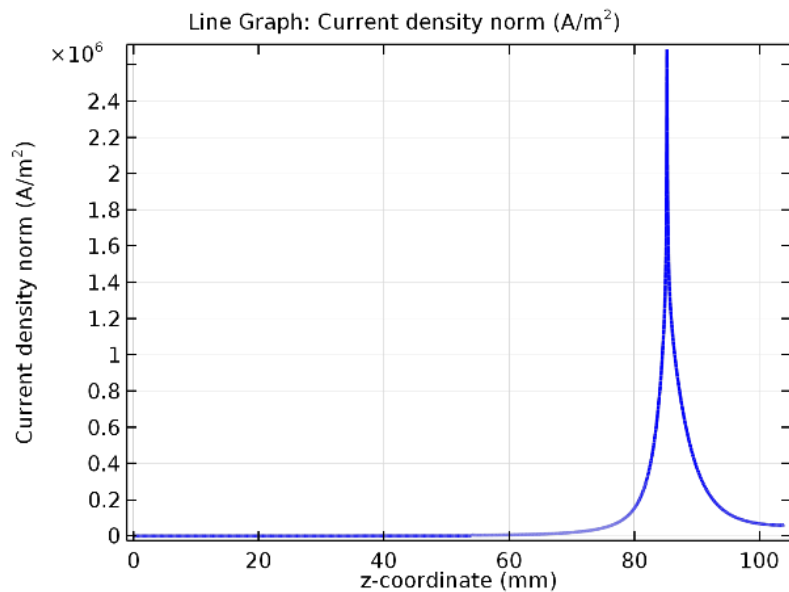


Figura 6.6. Densidad de corriente normal en la pared interior del ánodo de la *antorcha 2* ($G = 6.35$ STP m³/h, $k_1 = 0.291 \times 10^{-1}$ m²/s, $J_n = 0.7 \times 10^7$ A/m²).

mediante nuestras simulaciones computacionales, así como muestran los resultados para la *antorcha 1* en la figura 6.5 y para la *antorcha 2* en figura 6.6, donde se grafica la densidad de corriente normal a la pared del ánodo. En estas figuras la densidad de corriente máxima correspondería al *arc attachment* en la pared interior del ánodo. En efecto, para ambas antorchas el *arc attachment* se localiza exactamente en la intersección entre la sección cónica y la sección cilíndrica superior, que es $z=30$ mm para la *antorcha 1* y $z=85.25$ mm para la *antorcha 2*.

Sucesivamente se realizan nuevas simulaciones con el propósito de estudiar la variación del *arc attachment* en la pared del ánodo. En este caso se implementa un valor artificial σ_{min} solamente en una región estrecha entre el cátodo y el ánodo, pudiéndose así investigar la posible dependencia de los resultados computacionales en función de la conductividad eléctrica del gas. He-Ping Li *et al.* [10] aplicaron el principio de Steenbecks's y calcularon el *arc attachment* a una distancia de $z=36$ mm para la misma *antorcha 1*, usando una corriente de 400 A y un flujo volumétrico de gas argón 2.0 STP m^3/h . Consecuentemente, en las nuevas simulaciones, se decide posicionar un canal delgado entre la región central de la antorcha y la pared del ánodo, justamente a la distancia axial de $z=36$ mm, y aplicar solo allí la condición de $\sigma_{min}= 8000$ S/m. Esto equivale a fijar la posición del *arc attachment*, como se muestra en el gráfico de figura 6.7. En la simulación, la densidad de corriente normal en la pared interior del ánodo de la *antorcha 1* ha sido evaluada para $G = 2.0$ STP m^3/h , $k_1 = 4.86 \times 10^{(-3)}$ m^2/s y $J_n = 0.4 \times 10^8$ A/m^2 ($I=173.4$ A). Luego los nuevos campos de

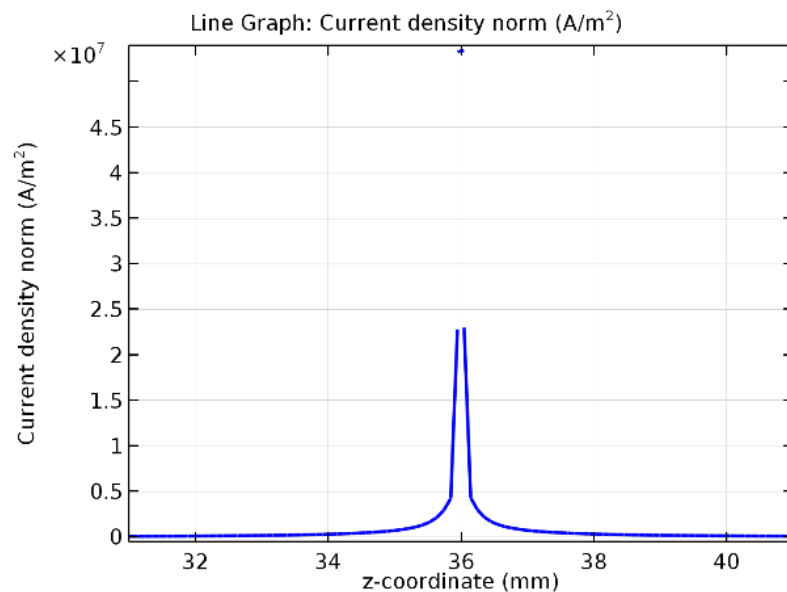


Figura 6.7. Densidad de corriente normal en la pared interior del ánodo de la *antorcha 1*, variando la posición del *arc attachment* ($G = 2.0$ STP m^3/h , $k_1 = 4.86 \times 10^{(-3)}$ m^2/s , $J_n = 0.4 \times 10^8$ A/m^2).

temperatura y velocidad de la *antorcha 1* se presentan respectivamente en las figuras 6.8 y 6.9. Se observa que, hasta con un valor más pequeño de densidad de corriente en la punta del cátodo, se obtiene la misma magnitud de temperatura máxima de la figura 6.1 y sobre todo un valor doble de velocidad, comparado al caso de la figura 6.2.

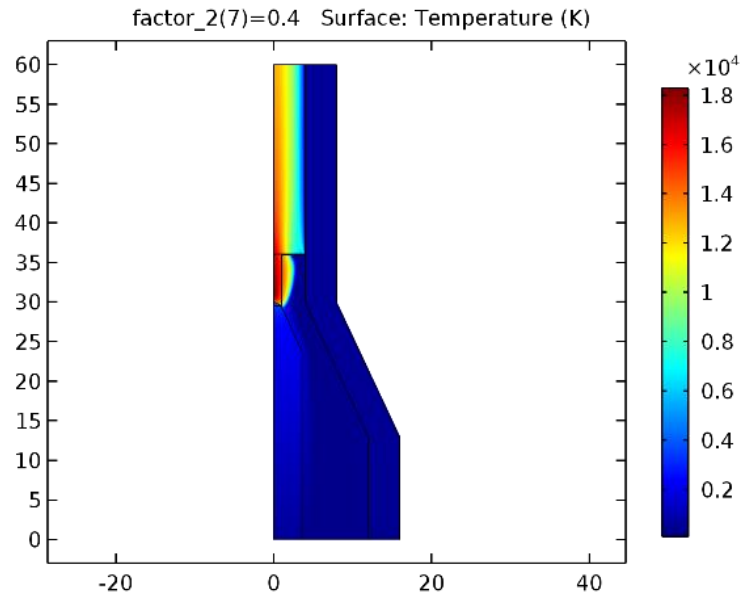


Figura 6.8. Campo de temperatura de la *antorcha 1*, variando la posición del *arc attachment* ($G = 2.0 \text{ STP m}^3/\text{h}$, $k_1 = 4.86 \times 10^{(-3)} \text{ m}^2/\text{s}$, $J_n = 0.4 \times 10^8 \text{ A/m}^2$).

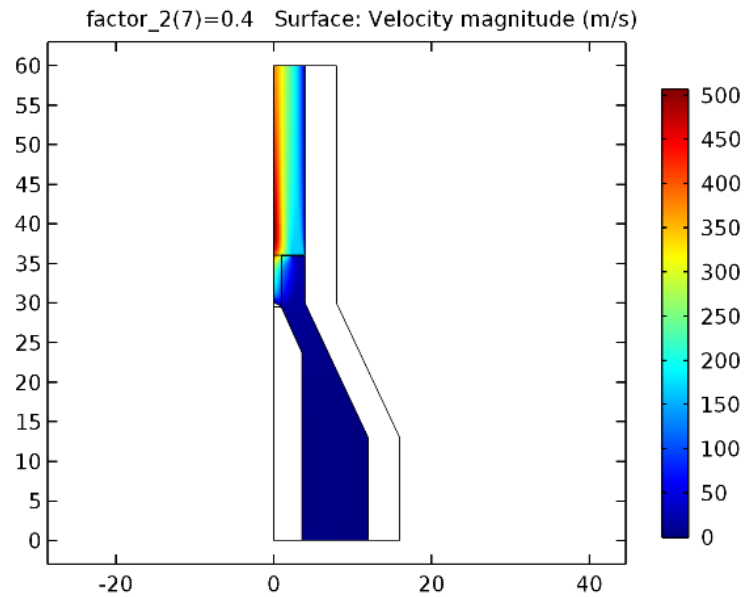


Figura 6.9. Campo de velocidad de la *antorcha 1*, variando la posición del *arc attachment* ($G = 2.0 \text{ STP m}^3/\text{h}$, $k_1 = 4.86 \times 10^{(-3)} \text{ m}^2/\text{s}$, $J_n = 0.4 \times 10^8 \text{ A/m}^2$).

7 CONCLUSIONES

Se ha modelado y simulado una antorcha de plasma con corriente directa de arco térmico no transferido. En particular:

- De acuerdo a un trabajo de revisión exhaustivo del estado del arte, se ha seleccionado el diseño preliminar de la antorcha, las dimensiones y los materiales de los componentes que la conforman.
- La antorcha de plasma ha sido estudiada desarrollando un modelo estacionario, axis-simétrico, en dos dimensiones.
- Se ha incorporado el flujo laminar débilmente compresible de gas argón y los mecanismos de transporte de la energía térmica, los cuales han sido sucesivamente acoplados a los campos electromagnéticos presentes en la antorcha misma.
- Con el propósito de resolver las ecuaciones diferenciales con derivadas parciales de las corrientes eléctricas y del campo magnético, simultáneamente en la región del plasma y en aquella del ánodo, se han adoptado condiciones de frontera específicas en el trabajo de modelación desarrollado y se ha seleccionado la estrategia numérica de resolución.
- También han sido modelados y posteriormente calculados las fuerzas de Lorentz y los efectos del calentamiento Joule, acoplándolos al modelo físico de la antorcha de plasma.
- De acuerdo a los resultados obtenidos durante la investigación, en particular del estado del arte y de las simulaciones preliminares, han sido incorporadas modificaciones a la geometría de la antorcha preliminar, estudiando dos tipologías finales de antorcha de plasma. De ambos casos se han obtenido los planos CAD que sucesivamente han sido modelados y simulados.
- Con el propósito de evaluar el impacto de la posición del *arc attachment* en la pared del ánodo de las antorchas finales, han sido simulados nuevos casos y determinados los nuevos campos de velocidad y térmicos, variando justamente la posición del *arc attachment*.
- Los resultados numéricos de la temperatura del plasma, de su velocidad y además de la posición del *arc attachment* son bastante satisfactorios y se comparan con los obtenidos en otros trabajos de referencia de la literatura científica.

- Los resultados del proyecto de investigación han dado lugar, a la fecha, a 5 trabajos científicos que se indican a continuación:
 - 1) B. Chiné, *A plasma torch model*, Comsol Conference 2017, October 18-20, 2017, Rotterdam, Netherlands, (presentación oral a la Conferencia y artículo científico de los Proceedings).
 - 2) B. Chiné, *A 2D model of a DC plasma torch*, Comsol Conference 2016, October 12-14, 2016, Munich, Germany (presentación oral a la Conferencia y artículo científico de los Proceedings).
 - 3) B. Chiné, M. Mata, I. Vargas, *Modeling a DC plasma torch with Comsol Multiphysics*, Comsol Conference 2015, October 14-16, 2015, Grenoble, France (presentación oral a la Conferencia).
 - 4) F. Rojas, C. Vega, V.I. Vargas, M.F. Mata, B. Chiné, L. Barillas, "*Plasma gasification in Costa Rica: Analysis and research of technology*", Gasification Technologies Conference (GTC 2015), 11-14 October, Colorado Springs, Colorado, USA, 2015 (presentación oral a la Conferencia).
 - 5) M.F. Mata, B. Chine, V.I. Vargas, *Simulación y diseño de un reactor para gasificación por plasma*, XI Congreso Internacional en Mantenimiento Industrial, 2014, Costa Rica (presentación oral la Conferencia).

8 RECOMENDACIONES

De acuerdo a los resultados del trabajo de modelación y simulación desarrollados en el presente proyecto de investigación, se pueden sugerir algunos aspectos para poder ampliar y mejorar el presente trabajo. De toda manera debe tenerse presente, a la hora de realizar las eventuales mejoras, problemas de requerimientos computacional, así como los tiempos necesarios para poder completar los ciclos de cálculo. Se recomienda, de acuerdo entonces a la capacidad computacional disponible y a la posibilidad de gobernar la convergencia las ecuaciones, que son altamente no lineales, de desarrollar modelos que incluyan:

- mecanismos alternativos de *attachment/reattachment* del arco eléctrico;
- la turbulencia y la compresibilidad completa del flujo.

AGRADECIMIENTOS

Se agradece la colaboración de la Vicerrectoría de Investigación y Extensión del ITCR a través del financiamiento de este proyecto código 5401-1490-2001. Se agradece además la colaboración de diversos investigadores y expertos del extranjero, con los cuales los autores han intercambiado información, datos, comentarios, etc. durante el desarrollo el presente trabajo de investigación.

REFERENCIAS

- [1] M.I. Boulos, P. Fauchais, and E. Pfender, *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*, Plenum Press, New York, 1994.
- [2] P. Colombo, G. Brustain, E. Bernardo, G. Scarinci, *Inertization and reuse of waste materials by vitrification and fabrication of glass-based products*, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* , **7**, 225–239, 2003.
- [3] Y.M. Kuo, T.C. Lin, P.J. Tsai, *Immobilization and encapsulation during vitrification of incineration ashes in a coke bed furnace*, *J. Hazard. Mater.* , **133**, 75–78, 2006.
- [4] A. Gleizes, J.J. Gonzalez, P. Freton, *Thermal plasma modelling*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, R153–R183, 2005.
- [5] M. Tendler, et. Al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, A219-A230, 2005.
- [6] J. Heberlein and A.B. Murphy, *Thermal plasma waste treatment*, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41**, 2008.
- [7] E. Gomez, D. Amutha Rani, C.R. Cheeseman, D. Deegan, M. Wise and A.R. Boccaccini, *Thermal plasma technology for the treatment of wastes: A critical review*, *Journal of Hazardous Materials*, **161**, 614-626, 2008.
- [8] S. Y. Mashayak, *CFD Modeling of Plasma Thermal Reactor for Waste Treatment*, Purdue University, 2009.
- [9] J.P. Trelles, C. Chazelas, A. Vardelle, and J.V.R. Heberlein, *Arc plasma torch modeling*, *Journal of Thermal Spray Technology*, **18**, No. 5/6, 728-752, 2009.
- [10] He-Ping Li, E. Pfender and Xi Chen, *Application of Steenbeck's minimum principle for three dimensional modelling of DC arc plasma torches*, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **36**, 1084-1096, 2003.
- [11] B. Selvan, K. Ramachandran, K.P. Sreekumar, T.K. Thiyagarajan and P.V. Ananthapadmanabhan, *Numerical and experimental studies on DC plasma spray torch*, *Vacuum*, **84**, 442-452, 2010.
- [12] Deng Jing, Li Yahojian, Xu Yongxiang and Sheng Hongzhi, *Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a DC non-transferred arc plasma torch operating under laminar and turbulent conditions*, *Plasma Science and Technology*, **13**, vol. 2, 201-207, 2011.
- [13] N.Y. Mendoza Gonzalez, L. Rao, P. Carabin, A. Kaldas and J.L. Meunier, *A three-dimensional model of a DC thermal plasma torch for waste treatment applications*, *International Symposium on Plasma Chemistry ISPC-19*, July 27-31, Bochum, Germany, 2009.
- [14] B. Chiné, M. Mata, I. Vargas, *Modeling a DC plasma torch with Comsol Multiphysics*, *Comsol Conference*, October 14-16, Grenoble, France, 2015.
- [15] Comsol AB, *Comsol Multiphysics-CFD Module, User's Guide*, Version 5.1, 2015.
- [16] Comsol AB, *Comsol Multiphysics-Heat Transfer Module, User's Guide*, Version 5.1, 2015.
- [17] Comsol AB, *Comsol Multiphysics-AC/DC Module, User's Guide*, Version 5.1, 2015.
- [18] Comsol AB, *Comsol Multiphysics-Plasma Module, User's Guide*, Version 5.1, 2015.
- [19] B. Chiné, *A 2D model of a DC plasma torch*, *Comsol Conference 2016*, October 12-14, Munich, Germany, 2016.

- [20] A.H. Dilawari, J. Szekely and R. Westhoff, *An assessment of the heat and fluid flow phenomena inside plasma torches in non-transferred arc systems*, ISIJ International, **30**, 381-389, 1990.
- [21] C.L. Felipini and M.M. Pimenta, *Some numerical simulation results of swirling flow in d.c. plasma torch*, 15th Latin American Workshop on Plasma Physics, Journal of Physics: Conferences Series, **591**, 01238, 2015.
- [22] He-Ping Li and Xi Chen, *Three-dimensional modelling of a dc non-transferred arc plasma torch*, Journal of Physics D: Applied Physics, **34**, L99-L102, 2001.
- [23] J.A. Mozingo, *Evaluation of a strut-plasma torch combination as a supersoni igniter-flameholder*, MSc. Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia, USA, 2004.