

Modélisation d'un Arc Libre : Méthodes et Problématiques

Camille GOUZE^{1,2}, Yann CRESSAULT¹, Flavien VALENSI¹, Malyk BENMOUFFOK², Andy VARAIS², Michael DARQUES²

¹Université de Toulouse, CNRS, INPT, UPS, Toulouse, France

²IRT Saint Exupéry, Toulouse, France

RESUME - Cette étude porte sur la modélisation des arcs électriques, essentiels en aéronautique en raison des risques qu'ils représentent pour les systèmes embarqués, particulièrement avec les avions modernes à forte dépendance électrique. Le cas de l'arc libre est privilégié comme point de départ pour simuler les plasmas thermiques et valider des modèles plus complexes. Le processus comprend plusieurs étapes : définition physique, choix d'outils de simulation, maillage, traitement numérique et post-traitement. Une attention particulière est accordée à l'influence de ces étapes sur les résultats pour les aligner avec les données présentes dans la littérature.

Mots-clés—Modélisation, Plasmas Thermiques, Arc électrique, Aéronautique.

1. INTRODUCTION

Les recherches sur les arcs électriques, en particulier les arcs de défaut, revêtent une importance capitale en aéronautique, où ils constituent un danger significatif pour les systèmes embarqués. Ce problème s'accroît avec l'émergence des avions modernes, qui reposent sur des systèmes électriques toujours plus puissants, augmentant ainsi le risque de formation d'arcs [1], [2]. Une compréhension approfondie du comportement et des dangers liés à ces arcs est indispensable pour assurer la sécurité et la fiabilité des technologies aéronautiques. Par ailleurs, les plasmas thermiques occupent une place centrale dans le traitement des matériaux et dans l'industrie énergétique, notamment pour des applications telles que le soudage, la découpe ou encore la production de poudres nanométriques et de nanoparticules [3], [4], [5]. Les arcs électriques étant des phénomènes particulièrement difficiles à étudier expérimentalement, la simulation numérique apparaît comme l'une des solutions.

Notre étude se concentrera sur le cas de l'arc libre, modèle largement étudié dans la littérature [6], [7], qui permet de prendre en main la simulation de plasmas thermiques, et par la suite de pouvoir valider des modèles plus complexes. Une attention particulière sera accordée à l'élaboration d'un modèle d'arc électrique ainsi qu'aux problématiques susceptibles d'en découler. Le développement d'un modèle implique plusieurs étapes clés : définir le modèle physique en identifiant les phénomènes à prendre en compte, sélectionner un logiciel de simulation (qu'il s'agisse d'un logiciel commercial ou d'un « code maison »), choisir une géométrie qui reflète fidèlement la réalité expérimentale ou s'appuie sur des modèles préexistants, réaliser un maillage en divisant l'espace en petites unités pour y résoudre les équations, traiter numériquement le modèle en définissant les conditions aux limites, et enfin effectuer un post-

traitement pour analyser et interpréter les résultats obtenus afin de les valider. Chaque étape sera examinée avec soin afin d'évaluer leur influence potentielle sur les résultats obtenus.

2. ETAPES DE MISE EN PLACE DU MODELE

2.1. Construction de la géométrie

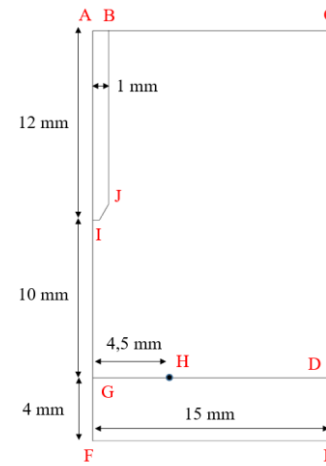


Fig. 1. Géométrie de l'arc libre 2D axisymétrique.

La première étape dans la conception d'un modèle consiste à définir sa géométrie. Reproduire fidèlement la géométrie réelle issue de l'expérience s'avère souvent trop complexe, en particulier lors de la phase de maillage. Il est donc nécessaire de recourir à certaines simplifications. Dans le domaine des arcs de coupure, par exemple, il est courant d'utiliser des géométries simplifiées, appelées « maquettes » [8]. Ces modèles facilitent non seulement la modélisation, mais permettent également une analyse plus approfondie du comportement de l'arc. La simplification géométrique permet ainsi de réduire la complexité du modèle tout en conservant les caractéristiques essentielles du phénomène étudié. L'objectif n'est pas de représenter chaque détail physique, mais de capturer les mécanismes dominants qui influencent le comportement de l'arc électrique. Cette approche permet de limiter les temps de calcul et d'améliorer la convergence des résultats numériques. Il faut cependant garder à l'esprit que toute simplification introduit une part d'approximation. Il convient donc de valider les résultats issus de ces modèles simplifiés par des comparaisons avec des données expérimentales ou avec des modèles plus détaillés. L'enjeu est de trouver un compromis entre réalisme et faisabilité, afin de produire des résultats fiables tout en maintenant une efficacité de simulation acceptable.

Notre géométrie se rapproche du cas expérimental de Hsu [6] et des modèles préexistants [9]. Elle consiste en une cathode tige tronquée (60°) de 1 mm de diamètre séparée de 10 mm d'une anode plane. La géométrie est décrite plus en détail dans la Fig. 1. Le domaine de calcul s'étend sur 15 mm radialement. Une des simplifications par rapport à l'expérience, notre cathode comporte un bout tronqué, cela permet d'obtenir des mailles en quadrilatère plus facilement. De plus nous utilisons une géométrie en 2D axisymétrique, ce qui simplifie grandement le calcul [10].

2.2. Système d'équations et hypothèses du modèle

Les équations nécessaires à la modélisation des arcs électriques et donc de l'arc libre sont celles de la magnétohydrodynamique (MHD), comportant à la fois les équations fluides et électromagnétiques. Les équations fluides sont les trois équations de conservation : masse, quantité de mouvement et énergie :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) = \rho \vec{g} - \text{grad} \vec{\nabla} P - \vec{\nabla} \cdot \vec{\tau} + \vec{j} \times \vec{B} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} h) = -\vec{\nabla} \cdot \vec{Q} + \frac{\partial P}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} P + \\ \vec{j} \cdot \vec{E} - Q_{\text{rad}} \end{aligned} \quad (3)$$

Celles de l'électromagnétisme sont le potentiel scalaire électrique et le calcul du champ magnétique via la méthode du potentiel vecteur :

$$\vec{E} = \nabla \phi \quad (4)$$

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (5)$$

Pour résoudre ces équations nous établissons des hypothèses. Cette étape est cruciale, car elle définit le cadre physique et mathématique dans lequel le phénomène sera étudié. Les hypothèses permettent de simplifier le système réel tout en conservant une représentation suffisamment fidèle pour répondre aux objectifs de l'étude. Elles doivent être choisies avec soin, en tenant compte du niveau de précision attendu et des limites des outils de simulation utilisés. Un bon modèle repose sur un équilibre entre complexité et pertinence : trop d'hypothèses risquent de rendre le modèle irréaliste, tandis qu'un modèle trop complet peut devenir inutilisable en pratique, faute de données ou de puissance de calcul. C'est pourquoi chaque hypothèse doit être justifiée, idéalement sur la base d'études antérieures ou de validations expérimentales.

Dans cette étude les hypothèses clés sont : l'arc est un fluide laminaire, en état stationnaire, à l'équilibre thermodynamique local (ETL). De plus, seule la colonne d'arc est modélisée, les interactions aux électrodes ainsi que les vapeurs métalliques ne sont pas considérées.

2.2.1. Terme source de l'équation de l'énergie : Calcul des pertes radiatives

L'estimation des pertes radiatives de l'arc nécessite la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR). En considérant un cas stationnaire et isotrope cette équation est définie telle que :

$$\frac{dL_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = K_\lambda \left(L_\lambda^0(T) - L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \right) \quad (6)$$

Où L_λ est la luminance spectrale au point $\vec{r}$ dans la direction $\vec{s}$ pour une longueur d'onde λ , L_λ^0 est la fonction de Planck et K_λ est le coefficient d'absorption qui varie en fonction de la température et de la pression. Cette équation décrit l'évolution de la luminance à travers un milieu, cependant sa résolution exacte est inenvisageable dans les modèles du fait du nombre important de dépendances. Il faut alors utiliser des méthodes simplificatrices [11], [12]. Trois de ces méthodes seront décrites ci-dessous.

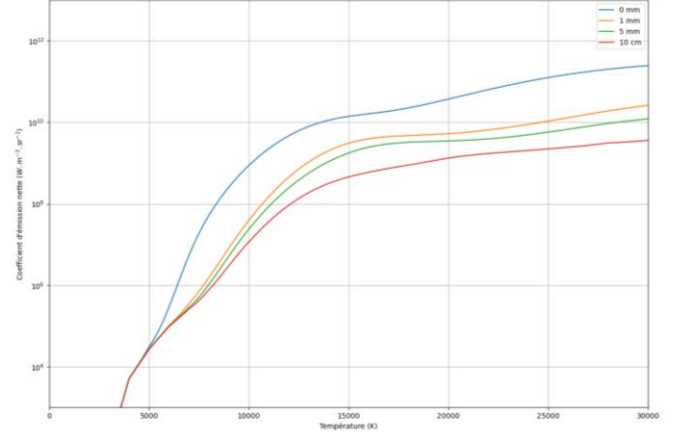


Fig. 2. Coefficient d'émission nette de l'air pour différents rayons R_p en fonction de la température.

La méthode la plus utilisée, notamment dans le domaine des arcs est celle du coefficient d'émission nette (NEC), qui est une simplification géométrique de l'ETR. Le plasma est alors supposé isotherme, isobare, homogène, et il est considéré comme une sphère de rayon R_p . Le coefficient est calculé à l'aide de l'équation suivante, et dépend de la température (Fig. 2) :

$$\epsilon_N = \int_0^\infty L_\lambda^0 K_\lambda \exp(-K_\lambda R_p) d\lambda \quad (7)$$

Le terme de pertes radiatives est alors défini directement par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r = -4\pi\epsilon_N \quad (8)$$

Les deux méthodes suivantes utilisent une simplification spectrale de l'ETR, et sont basées sur l'utilisation des coefficients moyens d'absorption (Fig. 3) qui ne sera pas décrit ici. Simplement, le coefficient d'absorption ne varie pas suivant la longueur d'onde : le spectre est découpé en différents intervalles spectraux dans lequel le ϵ est considéré comme constant pour une température et une pression données.

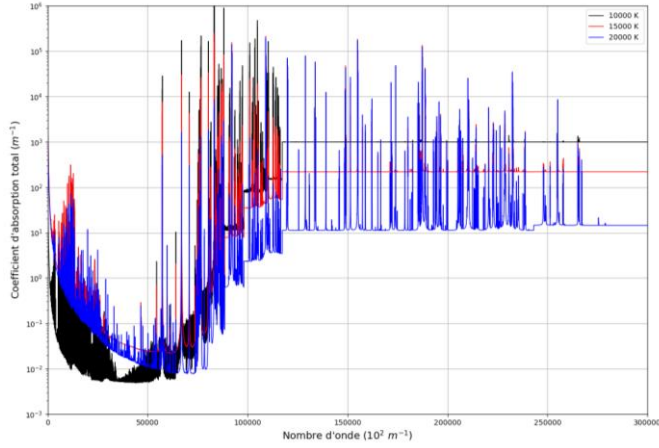


Fig. 3. Coefficient d'absorption de l'air pour une pression de 1 bar.

La méthode P1 se base directement sur les coefficients moyens d'absorption, et permet de calculer la radiation incidente [13] :

$$G_\lambda = \int_{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega \quad (9)$$

Grâce à l'équation suivante, résolue sur chaque intervalle spectral l :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\frac{1}{3K_\lambda} \vec{\nabla} G_\lambda \right) = K_\lambda (4\pi L_\lambda^0 - G_\lambda) \quad (10)$$

Le terme source dans l'équation de conservation de l'énergie est alors défini par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r = \sum_{l=1}^{N_{bandes}} K_l (4\pi L_l^0 - G_l) \quad (11)$$

Finalement la dernière méthode étudiée ici est celle des ordonnées discrètes (DOM) [14], qui est une simplification spectrale et spatiale. L'équation du transfert radiatif (Éq. 6) est résolue sur un nombre fini n de direction $\vec{s}_j$. Elle devient alors :

$$\vec{s}_j \cdot \vec{\nabla} L_{\lambda,j}(\vec{r}, \vec{s}_j) = L_{\lambda}^0 K_\lambda - L_{\lambda,j}(\vec{r}, \vec{s}_j) K_\lambda \quad (12)$$

Avec $j = 1, 2, \dots, n_{directions}$. Le terme source est alors :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{q}_r = \sum_{l=1}^{N_{bandes}} K_l \left(4\pi L_l^0 - \sum_{j=1}^{n_{directions}} \omega_j L_l(\vec{s}_j) \right) \quad (13)$$

2.2.2. Terme source de l'équation de l'énergie : Effet joule

L'effet joule est l'effet qui mesure localement la puissance dissipée par unité de volume due à la résistance du milieu conducteur. Ce terme est calculé à partir de la loi d'Ohm simplifiée :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (14)$$

Le terme est alors estimé par la formule suivante :

$$Q_{\text{effet joule}} = \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (15)$$

2.3. Conditions limites

Les conditions limites permettent de fermer mathématiquement le système d'équations et d'imposer au modèle les contraintes physiques représentatives de la situation réelle étudiée. Leur pertinence est essentielle pour garantir la validité et la cohérence des résultats de simulation. Dans le cas

de l'arc libre, les principales conditions limites reposent sur le choix d'une température fixe, notamment au niveau des électrodes.

Le Tab. 1 rapporte toutes conditions limites utilisées dans le cas de l'arc libre, pour chaque segment donné dans la Fig. 1. Ces conditions se rapprochent de celles utilisées dans la littérature [15].

2.4. Conditions initiales

Pour débiter un calcul il faut préalablement initier le calcul en créant un canal conducteur entre les électrodes. La conductivité électrique est alors suffisamment élevée pour résoudre les équations électromagnétiques. Le canal est initié à 12 000 K sur un rayon de 1 mm. Le choix de la température initiale n'a pas d'influence sur les résultats de la simulation dans notre cas.

2.5. Maillage

Le maillage consiste à discrétiser le domaine géométrique en éléments sur lesquels les équations physiques seront résolues. Sa qualité influence directement la précision, la stabilité et le temps de calcul. Le choix du type de maillage (structuré ou non) dépend de la géométrie, des phénomènes à modéliser et du logiciel utilisé. Dans le cas des arcs électriques, où les gradients (température, vitesse, champ électrique) sont élevés, un raffinement local est souvent nécessaire, notamment près de l'arc ou aux interfaces plasma/électrodes. Un maillage trop grossier lisse les phénomènes, tandis qu'un maillage trop fin peut engendrer des erreurs physiques ou allonger inutilement le temps de calcul. Il s'agit donc de trouver un compromis entre précision et coût numérique, en adaptant la taille des cellules aux zones critiques identifiées.

Par ailleurs, dans chacune des cellules du domaine, la neutralité électronique doit être respectée. Pour cela il faut estimer la valeur de la longueur de Debye, distance minimale à partir de laquelle on peut considérer que les perturbations liées aux charges électriques sont négligeables [16]. Nous calculons nos grandeurs pour un plasma à 10 000 K, de conductivité $\sigma = 10^4 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$ et de densité électronique $n_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ [17], [18].

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_b T}{n_e e^2}} = 2,1436 \times 10^{-8} \text{ m} \quad (16)$$

Sa valeur doit être inférieure au libre parcours moyen de notre décharge. Ce dernier correspond au rapport entre la vitesse moyenne thermique (Éq. 17) et la fréquence de collision (Éq. 18).

$$\langle v_{\text{moy}} \rangle = \sqrt{\frac{8k_b T}{\pi m_e}} = 6,21 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \quad (17)$$

$$v_{e\beta} = \frac{n_e e^2}{m_e \sigma_c} = 2,82 \times 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad (18)$$

Le libre parcours moyen est alors de :

$$l = \frac{\langle v_{\text{moy}} \rangle}{v_{e\beta}} = 2,21 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (19)$$

Par conséquent chaque cellule du maillage devra avoir une taille minimale supérieure à la valeur trouvée du libre parcours moyen. Ce sera le cas dans l'ensemble des maillages étudiés par la suite.

	P	v_z	v_r	T	V	A_z	A_r
AB	/	/	/	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = \frac{I}{S}$	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$
BC-CD	P_{atm}	$\frac{\partial v_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_r}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$
DE-EF	/	/	/	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	0	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$
GH	/	0	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	Coupled	Coupled	Coupled
HD	/	0	0	1000 K	Coupled	Coupled	Coupled
AI-GF	/	/	/	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$
IG	$\frac{\partial P}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial v_z}{\partial n} = 0$	0	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial V}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_z}{\partial n} = 0$	$\frac{\partial A_r}{\partial n} = 0$
IJ	/	0	0	3000 K	Coupled	Coupled	Coupled
BJ	/	0	0	1000 K	Coupled	Coupled	Coupled

Tab. 1. Conditions limites de l'arc libre.

2.6. Schéma numérique

Dans le cadre des simulations MHD d'arcs électriques par la méthode des volumes finis, le choix du schéma de couplage pression-vitesse influence fortement la stabilité et la rapidité de convergence. Le schéma SIMPLE est largement utilisé pour les régimes stationnaires ; il offre une bonne robustesse mais nécessite un plus grand nombre d'itérations pour atteindre la convergence. Le schéma SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) améliore la convergence en accélérant le couplage pression-vitesse, au prix d'une sensibilité légèrement supérieure aux instabilités numériques. Le schéma de couplage pression-vitesse PISO, permet de contrer une limite des schémas précédents. L'une des limites des algorithmes SIMPLE et SIMPLEC est que le calcul de pression et vitesse ne respectent pas l'équation de la conservation de la quantité de mouvement. Par conséquent, le calcul doit être répété jusqu'à ce que l'équation soit satisfaite. Pour améliorer l'efficacité de ce calcul, l'algorithme PISO effectue deux corrections supplémentaires (dites de voisinage et d'asymétrie) [19]. Il est particulièrement utilisé pour les régimes transitoires, car il autorise plusieurs corrections de pression par pas de temps, ce qui améliore la précision temporelle.

Nous utilisons ici un schéma numérique SIMPLE.

3. STRATEGIES DE PARAMETRAGE DU MODELE

3.1.1. Maillage

Comme décrit de manière succincte précédemment, il est crucial de créer un maillage optimisé. La première étape consiste à déterminer le type de maillage à choisir. Le logiciel de simulation utilisé dans cette étude est Ansys Fluent, qui est basé sur une méthode de discrétisation des équations en volumes finis [20]. Cette méthode est dite conservative, c'est-à-dire que les flux entrants dans un volume donné sont égaux au flux sortants du volume adjacent. Par conséquent un maillage structuré en mailles quadrilatères offre une meilleure organisation des cellules, ce qui facilite le calcul des flux aux interfaces et améliore la précision numérique. Il permet également un meilleur alignement des cellules avec les gradients principaux, réduisant les erreurs de diffusion numérique.

Pour construire le maillage, il est nécessaire d'imposer une taille de maille maximale. Cette taille doit être suffisamment petite pour capter les phénomènes physiques considérés, ainsi qu'atteindre une convergence en maillage. C'est-à-dire que les résultats ne doivent plus varier plus on réduit cette taille maximale. Des maillages que l'on peut qualifier de grossiers sont étudiés, allant d'une taille de maille de 0,25 mm à 1 mm. On peut alors voir, sur la Fig. 5, que les résultats varient fortement tant pour les valeurs de températures maximales que sur la position de ces maxima. Quant à la vitesse des particules, présentée en Fig. 6, le maillage influence uniquement l'amplitude des valeurs.

De manière similaire la taille minimale de maille doit être définie, basée aussi sur les phénomènes physiques à considérer. Dans notre modèle nous faisons l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique dans tout notre arc. Pour respecter cette hypothèse, la taille minimale d'une cellule doit être de l'ordre de grandeur de 0,01 mm. En effet, si les mailles sont en-dessous de cette taille critique, les phénomènes tels que les interactions aux électrodes sont à prendre en compte [21], [22], avec notamment les aspects de diffusion des électrons.

Finalement, mailler de manière uniforme tout le domaine conduit à augmenter le temps de calcul. Afin d'optimiser le maillage pour obtenir un temps de calcul le plus bas possible, il est intéressant de mailler finement uniquement les zones d'intérêt. Ces zones sont celles présentant des forts gradients des grandeurs physiques. Elles sont présentes au niveau des électrodes. Le maillage est alors fin contre les électrodes et plus large dans les zones éloignées de l'arc, dans le fluide (Fig. 4). Cela permet de réduire le temps de calcul passant de 4 heures (si on maille finement tout le domaine) à 10 minutes en raffinant uniquement les zones essentielles, car le nombre de cellules est réduit de 150 000 à 10 000. Les résultats des simulations sont très proches (Fig. 5 et Fig. 6).

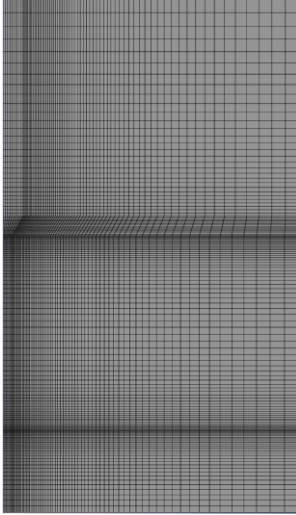


Fig. 4. Maillage optimisé de l'arc libre.

Nous faisons donc le choix d'un maillage raffiné à 0,05 mm au niveau de l'interface électrodes plasma et de 0,5 mm dans le fluide. Une croissance exponentielle de la taille des mailles est appliquée afin d'obtenir des mailles plus grossières dans les zones de bas intérêt (en périphérie de géométrie). Ceci permet de réduire le nombre total de mailles.

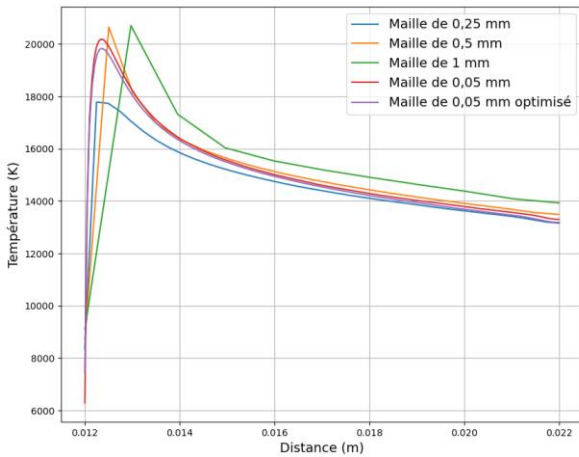


Fig. 5. Température sur l'axe de l'arc pour les différents maillages.

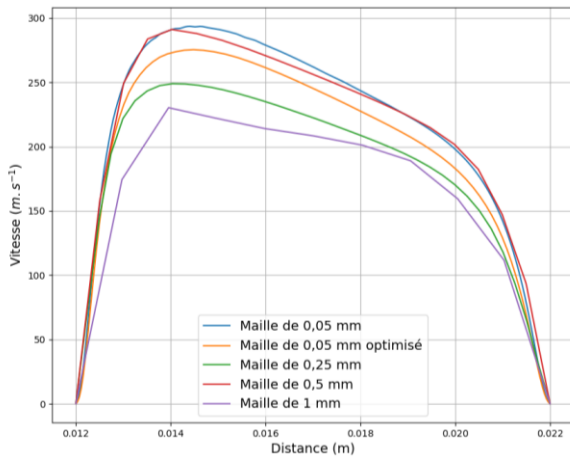


Fig. 6. Vitesse sur l'axe de l'arc pour les différents maillages.

3.1.2. Modèle de rayonnement

L'impact du modèle de rayonnement est étudié dans l'air pur à pression atmosphérique. Étant un gaz présentant une plus forte

absorption, les différences perçues entre les modèles seront plus importantes que dans le cas d'argon. Dans chaque cas le rayon du plasma est choisi à $R_p = 1$ mm. La Fig. 7 présente la température radiale à 2 mm sous la cathode. On remarque alors que les trois méthodes donnent des valeurs similaires au niveau de l'axe d'environ 20 000 K ($r = 0$ mm, zone chaude) tandis qu'en périphérie de l'arc (zone froide), les méthodes du P1 et DOM ont des valeurs supérieures par rapport au NEC. Cela s'explique par le fait que les méthodes du P1 et DOM prennent en compte la réabsorption du milieu, c'est-à-dire le fait que les zones froides vont recevoir l'énergie rayonnée depuis les zones chaudes. En effet, si on observe la divergence du flux radiatif de la Fig. 8, le pic de réabsorption est présent pour ces deux méthodes, avec donc des valeurs de flux positives. Le modèle du NEC, ne prend en compte que l'émission du plasma et ne reflète donc pas les effets de la réabsorption. Par conséquent les valeurs de la divergence du flux radiatif sont uniquement positives [23].

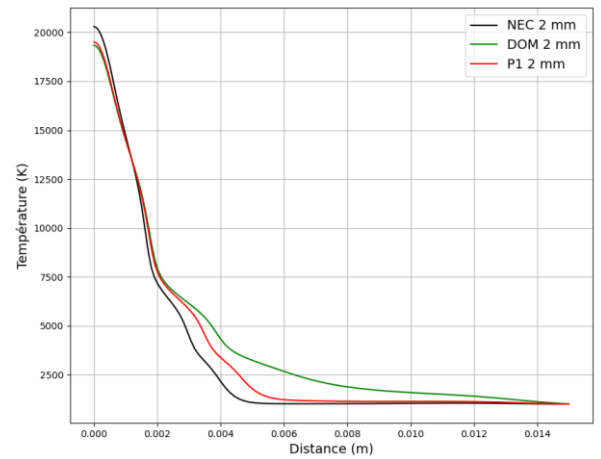


Fig. 7. Température radiale à 2 mm sous la cathode selon les trois méthodes de rayonnement.

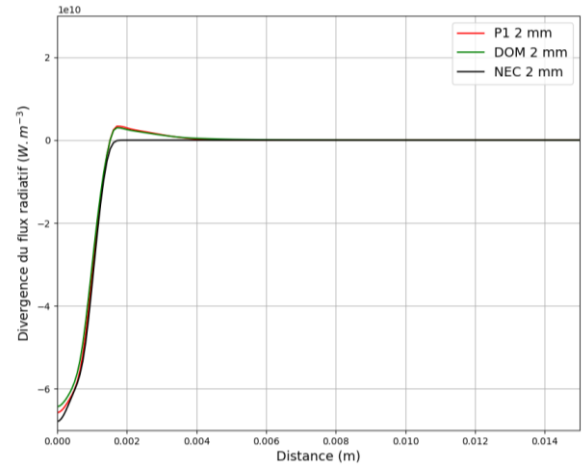


Fig. 8. Divergence du flux radiatif radial à 2 mm sous la cathode selon les trois méthodes de rayonnement.

4. CONCLUSION

Réaliser un modèle MHD d'arc et plus précisément d'un arc libre requiert de faire attention à de nombreuses étapes. Tant pour la mise en place du modèle par le choix des équations à résoudre, des conditions limites à appliquer, etc. Cet article a décrit ces différentes étapes, permettant de faciliter la mise en place d'un tel modèle par le lecteur. Une attention particulière a été portée sur le choix du maillage, ainsi que sur l'optimisation pour obtenir un bon rapport entre temps de calcul et précision des résultats. Par ailleurs, l'impact du choix du modèle de pertes

radiatives a été étudiée, en comparant trois méthodes : NEC, P1 et DOM.

5. REFERENCES

- [1] A. AbdElhafez et A. Forsyth, « A Review of More-Electric Aircraft », *Int. Conf. Aerosp. Sci. Aviat. Technol.*, vol. 13, n° AEROSPACE SCIENCES, p. 1-13, mai 2009, doi: 10.21608/asat.2009.23726.
- [2] B. Sarlioglu et C. T. Morris, « More Electric Aircraft: Review, Challenges, and Opportunities for Commercial Transport Aircraft », *IEEE Trans. Transp. Electrification*, vol. 1, n° 1, p. 54-64, juin 2015, doi: 10.1109/TTE.2015.2426499.
- [3] S. Ramakrishnan et M. W. Rogozinski, « Properties of electric arc plasma for metal cutting », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 30, n° 4, p. 636, févr. 1997, doi: 10.1088/0022-3727/30/4/019.
- [4] T.-P. Teng, C.-M. Cheng, et F.-Y. Pai, « Preparation and characterization of carbon nanofluid by a plasma arc nanoparticles synthesis system », *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 6, n° 1, p. 293, avr. 2011, doi: 10.1186/1556-276X-6-293.
- [5] C. S. Wu, M. Ushio, et M. Tanaka, « Analysis of the TIG welding arc behavior », *Comput. Mater. Sci.*, vol. 7, n° 3, p. 308-314, janv. 1997, doi: 10.1016/S0927-0256(96)00048-1.
- [6] K. C. Hsu, K. Etemadi, et E. Pfender, « Study of the free-burning high-intensity argon arc », *J. Appl. Phys.*, vol. 54, n° 3, p. 1293-1301, mars 1983, doi: 10.1063/1.332195.
- [7] J. J. Lowke, « Simple theory of free-burning arcs », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 12, n° 11, p. 1873-1886, nov. 1979, doi: 10.1088/0022-3727/12/11/016.
- [8] A. Iturregi, B. Barbu, E. Torres, F. Berger, et I. Zamora, « Electric Arc in Low-Voltage Circuit Breakers: Experiments and Simulation », *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 45, n° 1, p. 113-120, janv. 2017, doi: 10.1109/TPS.2016.2633400.
- [9] M. Lisnyak, « Theoretical, numerical and experimental study of DC and AC electric arcs », phdthesis, Université Orléans, 2018. Consulté le: 6 mars 2024.
- [10] P. Freton, J. J. Gonzalez, et A. Gleizes, « Comparison between a two- and a three-dimensional arc plasma configuration », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 33, n° 19, p. 2442-2452, oct. 2000, doi: 10.1088/0022-3727/33/19/315.
- [11] M. Baeva, P. Kloc, et Y. Cressault, « Radiative Heat Transfer in Models of DC Arc Plasma », *PLASMA Phys. Technol.*, vol. 10, n° 1, p. 15-19, août 2023, doi: 10.14311/ppt.2023.1.15.
- [12] M. Baeva, Y. Cressault, et P. Kloc, « Comparative Studies on the Radiative Heat Transfer in Arc Plasma and Its Impact in a Model of a Free-Burning Arc », 12 juin 2024, *Physical Sciences*. doi: 10.20944/preprints202406.0853.v1.
- [13] M. Modest, *Radiative Heat Transfer*. Elsevier, 2013. doi: 10.1016/C2010-0-65874-3.
- [14] S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*. Courier Corporation, 2013.
- [15] F. Baudoin, « Contribution à la modélisation d'un arc électrique dans les appareils de coupure basse tension », Université Blaise Pascal - Clermont Ferrant II, 2004.
- [16] M. Benmouffok, « Caractérisation théorique du plasma lors de l'application d'un courant impulsionnel : application à l'allumage des moteurs », Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2016.
- [17] M. Baeva et D. Uhrlandt, « Plasma chemistry in the free-burning Ar arc », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 32, p. 325202, août 2013, doi: 10.1088/0022-3727/46/32/325202.
- [18] S. C. Snyder, G. D. Lassahn, et L. D. Reynolds, « Direct evidence of departure from local thermodynamic equilibrium in a free-burning arc-discharge plasma », *Phys. Rev. E*, vol. 48, n° 5, p. 4124-4127, nov. 1993, doi: 10.1103/PhysRevE.48.4124.
- [19] ANSYS, Inc, « Ansys Fluent theory guide ». 2022.
- [20] S. Patankar, *Numerical heat transfert and fluid flow*. Consulté le: 7 mars 2024.
- [21] J. J. Lowke et M. Tanaka, « 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 39, n° 16, p. 3634-3643, août 2006, doi: 10.1088/0022-3727/39/16/017.
- [22] J. J. Lowke, P. Kovitya, et H. P. Schmidt, « Theory of free-burning arc columns including the influence of the cathode », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 25, n° 11, p. 1600-1606, nov. 1992, doi: 10.1088/0022-3727/25/11/006.
- [23] F. Reichert, J.-J. Gonzalez, et P. Freton, « Modelling and simulation of radiative energy transfer in high-voltage circuit breakers », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 37, p. 375201, sept. 2012, doi: 10.1088/0022-3727/45/37/375201.