



TRANSITION STREAMER-ARC DANS UNE DÉCHARGE NANOSECONDE D'AIR

Amath Lo, Corine Lacour, Armelle Cessou, Bertrand Lecordier, Pascal Boubert, Pierre Vervisch

► To cite this version:

Amath Lo, Corine Lacour, Armelle Cessou, Bertrand Lecordier, Pascal Boubert, et al.. TRANSITION STREAMER-ARC DANS UNE DÉCHARGE NANOSECONDE D'AIR. Colloque sur les arcs électriques, Mar 2015, Clermond-Ferrand, France. hal-02393007

HAL Id: hal-02393007

<https://hal.science/hal-02393007>

Submitted on 4 Dec 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

TRANSITION STREAMER-ARC DANS UNE DÉCHARGE NANOSECONDE D'AIR

A Lo, C Lacour, A Cessou, B Lecordier, P Boubert et P Vervisch

CORIA UMR 6614 CNRS-Normandie Université, Université et INSA de Rouen, St Etienne du Rouvray, France,
amath.lo@coria.fr

Résumé : Cette étude porte sur la transition streamer-arc générée par une décharge nanoseconde d'air à pression atmosphérique afin d'apporter une meilleure compréhension des processus d'allumage. Différents diagnostics optiques permettent une analyse spatio-temporelle du dépôt d'énergie. La température du gaz pendant la phase streamer est obtenue par spectroscopie d'émission via le second système positif de N_2 . La densité électronique et la température de l'arc sont mesurées par la spectroscopie d'émission des raies de N^+ . La température du gaz et la température de vibration des molécules de N_2 dans leur état électronique fondamental ainsi que la pression sont également mesurées dans le gaz entourant l'arc par diffusion Raman spontanée. Les résultats obtenus construisent une base de données et de conditions initiales pour la validation de simulations numériques de l'allumage par décharge plasma.

Mots clés : allumage, arc nanoseconde, spectroscopie d'émission, diffusion Raman spontanée.

Introduction

L'amélioration des systèmes de combustion en termes d'efficacité énergétique et émissions polluantes est de plus en plus confrontée aux limites de performances des systèmes d'allumage. Ainsi dans les moteurs à allumage commandé, l'amélioration des systèmes d'allumage dans les conditions de forts taux de recirculation des gaz brûlés à moyenne et forte charge, passe par une meilleure compréhension des processus physicochimiques depuis la phase de claquage jusqu'à l'initiation de la combustion. Les principaux paramètres clés pour un système d'allumage sont la quantité d'énergie transférée au gaz, la durée et le volume de ce dépôt d'énergie. Le développement d'un arc peut être divisé en 3 phases : le claquage ou streamer, la phase d'arc et la décharge lumineuse [1]. Pour un système d'allumage standard, le transfert d'énergie essentiellement thermique se fait principalement dans la décharge lumineuse avec l'apport d'énergie qui dure quelques millisecondes impliquant des pertes très importantes aux électrodes. La présente étude se focalise sur les mécanismes d'un arc nanoseconde, où l'arc est précédé d'une décharge streamer nanoseconde hors-équilibre du fait de la très rapide montée en tension. Durant le streamer, une grande partie de l'énergie est transférée de manière très efficace aux modes d'excitation vibrationnelle et électronique des molécules du gaz [2]. La relaxation des états électroniques excités de N_2 par transfert collisionnel avec les molécules d' O_2 conduit à la dissociation de l'oxygène accompagnée d'une augmentation de la température de la décharge [3] qui transite très rapidement à l'arc [4]. Les processus physiques qui ont lieu durant la transition entre le streamer et l'arc ne sont pas très bien compris [5]. Des données expérimentales résolues en temps et en espace de la température du gaz pendant la phase de streamer, la densité électronique et la température pendant la phase d'arc, sont donc

nécessaires pour la simulation de l'allumage par décharge plasma [6].

1. Dispositif expérimental

1.1. Dispositif plasma

La configuration expérimentale utilisée est de type pointe-pointe avec un espace inter-électrode de 3 mm et un rayon courbure de 150 μm (Fig. 1). La décharge est générée dans l'air à la pression atmosphérique par application d'une impulsion de haute tension positive de 40 kV, de largeur 25 ns avec un temps de montée de 5 ns, à la fréquence de répétition de 10 Hz. La Fig. 1 présente les courbes de tension (diviseur capacitif de tension coaxial, $\sim GHz$) et de courant (sonde de courant résistif, T&M Research, A-5-5, 800 MHz) ainsi que la courbe d'énergie correspondante. La décharge ainsi produite se caractérise par une phase streamer (0-15 ns) avec une tension et un courant très élevés (40 kV, 200 A), suivie d'une phase d'arc (après 15 ns), caractérisée par une tension faible et un courant décroissant sur quelques centaines de nanosecondes (Fig. 1). L'énergie ainsi déposée est d'environ 54 mJ.

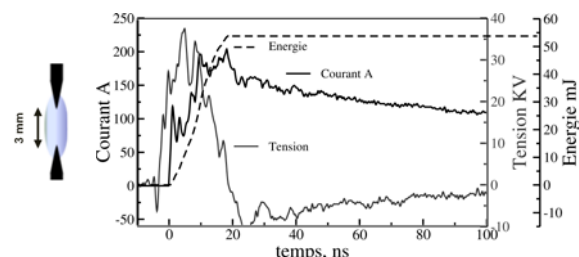


Fig. 1: Electrodes et courbes courant-tension et énergie déposée

1.2. Diagnostics optiques

1.2.1. La spectroscopie d'émission

Fig. 2 présente le dispositif expérimental des mesures par spectroscopie d'émission effectuées à la fois dans la phase streamer et dans la phase d'arc. Il

est constitué de deux télescopes composés de lentilles achromates, d'un spectrographe imageur THR 1000 Jobin Yvon (réseau 2400 traits/mm, $f=1000$ mm, $f\#10$) couplé avec une caméra Intensifiée PIMAX4 (Princeton Instruments, 512EMB, Gen II SB). Le système de collection permet d'obtenir une résolution pixel de $4.4 \mu\text{m}$.

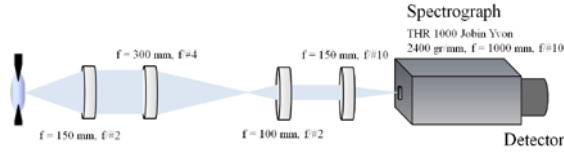


Fig. 2 : Dispositif de spectroscopie d'émission

Fig. 3 montre deux exemples d'images obtenues en moyenne de phase par rapport au début de la montée du courant dans le streamer ($t=10$ ns) et dans l'arc ($t=15$ ns). L'axe des x correspond aux longueurs d'onde et l'axe des y aux positions radiales (direction transverse de l'arc). Sur ces images, les fluctuations radiales de l'arc sont corrigées par corrélation d'images instantanées. Les informations locales dans le plan de symétrie sont obtenues par inversion d'Abel. Durant la phase streamer (Fig. 3a), le spectre est dominé par l'émission des états électroniques excités des molécules (ici les bandes (1,4) et (0,3) du $\text{N}_2(\text{C-B})$). Durant la phase d'arc (Fig. 3b), c'est l'émission des ions excités (ici N^+ autour de 567 nm) et un fond continu qui dominent le spectre. On notera que durant la phase streamer, le spectre s'étend sur un diamètre beaucoup plus large que celui obtenu durant la phase d'arc.

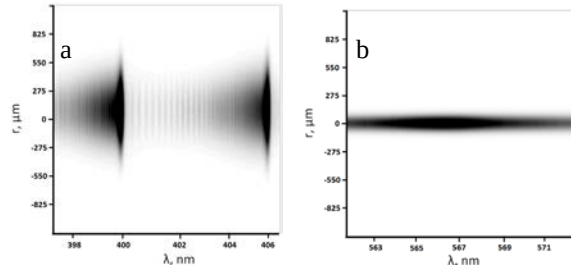


Fig. 3 : Images en moyenne de phase de spectroscopie d'émission. (a) N_2 (C-B) dans la phase streamer (10 ns). (b) N^+ dans la phase d'arc (15 ns).

Les spectres de $\text{N}_2(\text{C-B})$ sont acquis entre 5 et 15 ns avec une résolution temporelle 3 ns. A la transition entre le streamer et l'arc, les spectres sont corrigés des effets de gigue temporelle (± 5 ns) du dispositif expérimental, par conditionnement sur le diamètre, l'arc étant beaucoup plus fin que le streamer. Durant la phase streamer, les spectres de N_2 (C-B) extraits depuis les images inversées avec une résolution spatiale $22 \mu\text{m}$ sont comparés aux spectres théoriques (Fig. 5) pour obtenir la température du gaz par minimisation aux moindres carrés.

Durant la phase d'arc, la densité électronique N_e est mesurée en modélisant les spectres de raies des ions N^+ centrés autour de 500.5 , 517.3 , 553.7 et

567.0 nm en utilisant leur profil de raie essentiellement élargi par effet Stark [7]. La largeur de Stark est égale à la densité électronique divisée par le paramètre de Stark w_m . Les données spectroscopiques nécessaires pour la simulation des spectres de raies N^+ sont issues de la base NIST [8] et les paramètres de Stark sont tabulés par Konjevic et al. [9]. La comparaison entre le spectre expérimental des raies de N^+ avec le spectre théorique permet d'obtenir ainsi N_e comme illustré à la Fig. 5.

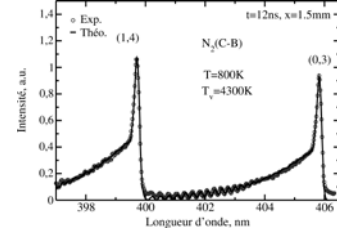


Fig. 4: Comparaison entre un spectre expérimental et un théorique de N_2 (C-B)

A partir de la modélisation des spectres de raies de N^+ présentant une large gamme de niveaux d'énergie sur les quatre fenêtres spectrales, on isole la contribution des raies de N^+ (Tableau 1) dont est déduit la température électronique T_e par droite de Boltzmann (Fig. 5).

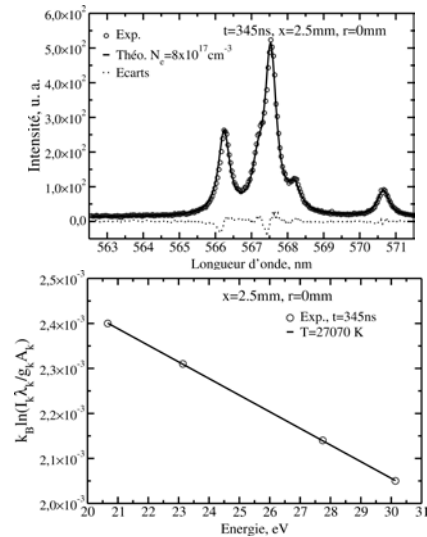


Fig. 5 : Comparaison entre spectre expérimental et théorique de N^+ centré autour de 567 nm pour déduire N_e dans la phase d'arc, et tracé de Boltzmann via les raies N^+ (345 ns après le début du courant).

Tableau 1: Les raies ioniques d'Azote utilisées pour la droite de Boltzmann

λ/nm	A_{ki}/s^{-1}	E_i/eV	E_k/eV	g_k	$w_m/\text{nm}/10^{17} \text{ cm}^{-3}$
500.515	1.14×10^8	20.666	23.142	9	0.0353
517.952	1.07×10^8	27.746	30.139	11	0.0424
553.535	6.04×10^7	25.507	27.7459	9	0.0433
567.956	4.96×10^7	18.483	20.666	7	0.0430

1.2.2. La diffusion Raman spontanée

Le dispositif expérimental Raman utilisé pour étudier les échanges d'énergie entre l'arc et le gaz environnant est identique à celui utilisé dans [10]. 8 spectres Raman comprenant les bandes ro-vibrationnelles Stokes de $N_2(X)$ et $O_2(X)$ sont acquis en 1D à chaque tir laser avec une résolution spatiale de $313 \mu m$ et temporelle de 300 ns. Ainsi, 2000x8 spectres instantanés sont acquis entre 0.5 μs et 105 μs dans le gaz environnant l'arc le long d'un segment de 2.5 mm ($r=1.25 \text{ mm}$) de manière en phase avec la décharge. La comparaison des spectres expérimentaux avec les spectres théoriques [11-13] permet de déduire les températures instantanées du gaz et de vibration de $N_2(X)$ comme illustré sur la Fig. 6. Une fois la température mesurée, la densité de l'espèce sondée peut être mesurée à partir de l'aire du spectre [11].

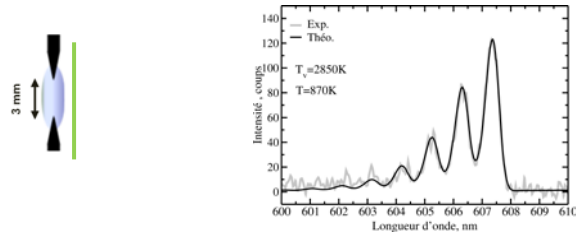


Fig. 6: Comparaison de spectres Raman mono-coup et théorique pour la mesure de T et T_v de $N_2(X)$ dans le gaz environnant l'arc.

2. Résultats et discussions

2.1. Température dans la phase streamer

L'évolution spatiotemporelle de la température dans la phase streamer sur l'axe du canal de décharge (Fig. 7) montre un chauffage très rapide du gaz jusqu'à 1200 K à 15 ns après la montée du courant. Ce chauffage qui s'effectue sur un rayon à mi-hauteur de l'ordre de $500 \mu m$ (Fig. 7 droite) s'explique par la désexcitation des états électroniques excités de N_2 par des molécules d'oxygène [3]. Ce chauffage est suivi par une dissociation rapide des molécules, puis la décharge transite à l'arc, ce qui se caractérise par un degré d'ionisation élevé des atomes d'azote et d'oxygène.

2.2. T_e et N_e dans la phase d'arc

La Fig. 8 présente les évolutions spatiotemporelles de T_e et N_e sur la mi-hauteur de l'espace inter-électrode ($x=1.5 \text{ mm}$) dans les premiers instants de la phase d'arc (15 ns et 40 ns). T_e atteint 36000 K à 15 ns et 45000 à 40 ns. Le rayon initial d'arc nécessaire pour la simulation [6] peut être obtenu sur le profil de N_e à 15 ns qui présente un pic à $90 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sur l'axe et s'étend sur un profil quasi-gaussien de rayon initial $140 \mu m$. Notons que la détermination de ce rayon à partir des profils de T_e est plus délicate.

Du fait de la détente liée à l'expansion des gaz induite par l'apparition d'une onde de choc, la

densité électronique chute sur l'axe, accompagnée d'un élargissement du profil qui devient quasiment plat à 40 ns, autour de $55 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ sur un rayon supérieur à $200 \mu m$. De la vitesse v de croissance du rayon de N_e , la pression initiale est estimée autour de 100 bars grâce à la formule de Braginski [14].

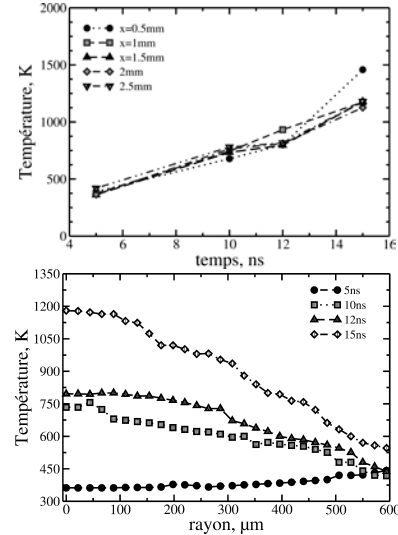


Fig. 7 : Haut, température sur l'axe dans la phase streamer. Bas, évolution spatiotemporelle de la température.

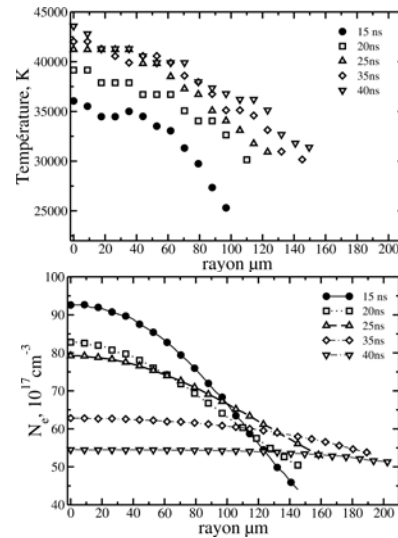


Fig. 8 : Evolutions spatiotemporelles de T_e (haut) et N_e (bas) dans les premiers instants de l'arc.

Les évolutions temporelles de T_e et N_e sur l'axe, près de la cathode entre 30 et 400 ns sont présentées à la Fig. 9. N_e chute très rapidement passant de $90 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 30 ns à $20 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 100 ns alors que T_e s'établit autour de 35000 K. A partir de 100 ns la chute de N_e devient moins rapide s'établissant ainsi à $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 350 ns et T_e passe à 27000 K. De ces évolutions, il semble clair que la dynamique de l'arc est principalement dominée par la détente qui, comme nous allons le voir à la section suivante, va

entraîner des effets aérodynamiques qui vont piloter les échanges d'énergie avec le gaz environnant l'arc.

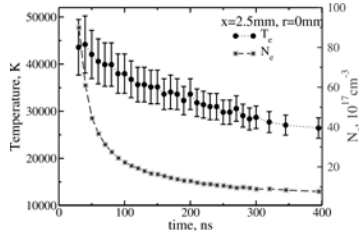


Fig. 9: Evolutions temporelles de T_e et N_e dans la phase d'arc.

2.3. Température du gaz environnant

Pour caractériser les échanges d'énergie entre l'arc et le gaz environnant, nous avons mesuré les températures T et T_v de $N_2(X)$ à $r = 1.25$ mm ($x = 1.5$ mm) par diffusion Raman spontanée. La pression p est déduite des mesures de température et densité de N_2 en négligeant la dissociation d' O_2 , à cette position radiale. Ces mesures sont présentées sur la Fig. 10.

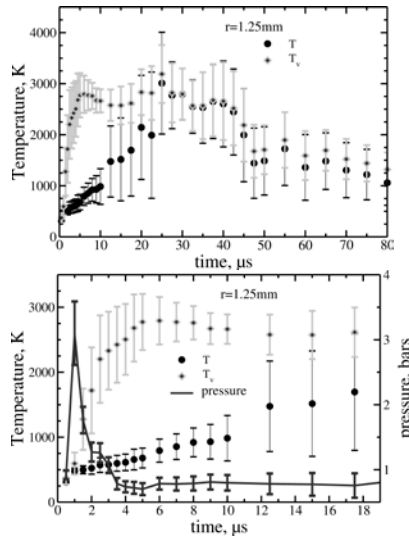


Fig. 10: Evolution temporelle de T et T_v de $N_2(X)$ et de pression (bas) dans le gaz environnant l'arc. Les incertitudes sur T et T_v et p correspondent aux déviations standards sur les mesures instantanées.

A $0.5 \mu s$ après le début de l'arc, le gaz environnant l'arc est froid et à pression atmosphérique. A $1 \mu s$, le profil de pression présente un pic de 3.1 ± 0.5 bars accompagné d'une légère augmentation de la température du gaz qui passe à 500 ± 50 K. La température de vibration de N_2 augmente très rapidement pour atteindre 2200 ± 700 K à $2.5 \mu s$, instant de la chute de pression correspondant au passage de l'onde de choc dans le milieu. Cet effet s'explique par un transport de matière convectif [11, 13] induit par le choc entraînant le déplacement des molécules de N_2 excités en vibration par impact e-V durant le streamer, vers la périphérie. A partir de $15 \mu s$, la montée de T et T_v jusqu'aux alentours de 3000 ± 1000 K à $25 \mu s$ s'explique par l'arrivée du canal thermique dans le volume de mesure. Après

$30 \mu s$, T et T_v baissent au cours du temps du fait du refroidissement du milieu par les phénomènes d'entrée d'air induits par la dépression derrière le choc.

Conclusion

Nous avons étudié la transition streamer-arc dans une décharge nanoseconde générée dans l'air à la pression atmosphérique. Nos résultats montrent un chauffage très rapide des gaz jusqu'à 1200 K dans la phase streamer. Ce chauffage ultra-rapide lié à la relaxation des états électroniques excités des molécules de N_2 par collision avec O_2 est suivi d'une dissociation rapide des molécules, puis le streamer transite à l'arc. En conséquence, la densité et la température électronique atteignent des pics de $90 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et 45000 K. L'expansion des gaz induite par l'onde de choc générée conduit à une chute de T_e et N_e respectivement à 27000 K et $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 350 ns après le début du courant. Sur le gaz environnant l'arc ($r = 1.25$ mm), un pic de pression de 3 bars est mesuré à $t = 1 \mu s$ suivi par:

- une première augmentation de T_v de N_2 attribuée à un transfert convectif des gaz excités en vibration produits sur les bords du streamer par impact e-V.
- une deuxième augmentation de T et T_v jusqu'à 3000 K à $30 \mu s$ liée à l'arrivée du canal thermique dans le volume de mesure.

Après $30 \mu s$, le milieu est refroidi principalement par les entrées d'air induites par la dépression derrière le choc.

Remerciements

Ce travail est réalisé dans le cadre du programme ANR FAMAC : ANR-12-VPTT-0002.

Références

- [1] E. Sher, J. Ben-Ya'Ish, and T. Kravchik, Combustion and Flame 89 (1992) 186.
- [2] A. Y. Starikovskii, Proceedings of the Combustion Institute 30 (2005) 2405.
- [3] N. A. Popov, Journal of Physics D: Applied Physics 44 (2011) 285201.
- [4] N. A. Popov, Plasma Physics Reports 29 (2003) 695.
- [5] J. A. Rioussel, V. P. Pasko, and A. Bourdon, Journal of Geophysical Research: Space Physics 115 (2010) A12321.
- [6] M. Benmouffok, A. Lo, P. Freton, P. Teulet, and J.-J. Gonzalez, in CAE XII, 2015.
- [7] N. W. Jalufka and J. P. Craig, Physical Review A 1 (1970) 221.
- [8] A. Kramida, Y. Ralchenko, and J. Reader, 2014.
- [9] N. Konjevic, A. Lesage, J. Fuhr, and W. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data 31 (2002) 819.
- [10] H. Ajrouche, A. Lo, P. Vervisch, and A. Cessou, in 14EME CONGRÈS FRANCOPHONE DE TECHNIQUES LASER (CFTL2014), Marseille, France, 2014.
- [11] A. Lo, A. Cessou, and P. Vervisch, Journal of Physics D: Applied Physics 47 (2014) 115202.
- [12] A. Lo, G. Cléon, P. Vervisch, and A. Cessou, Applied Physics B: Lasers and Optics 107 (2012) 229.
- [13] A. Lo, A. Cessou, P. Boubert, and P. Vervisch, Journal of Physics D: Applied Physics 47 (2014) 115201.
- [14] P. Stritzke, I. Sander, and H. Raether, Journal of Physics D: Applied Physics 10 (1977) 2285.