

**AUGMENTATION DE LA PUISSANCE MOYENNE DISSIPÉE  
DANS LA DÉCHARGE DE TOWNSEND À LA PRESSION  
ATMOSPHÉRIQUE (DTPA)**

---

## **CHAPITRE V : AUGMENTATION DE LA PUISSANCE MOYENNE DISSIPEE DANS LA DECHARGE DE TOWNSEND A LA PRESSION ATMOSPHERIQUE (DTPA)**

La rapidité des traitements de surface et donc la vitesse de défilement des substrats est conditionnée par la puissance de la décharge (Chapitre 1 - Figure 3 p. 10). En effet, le taux de transformation du matériau est proportionnel à l'énergie dissipée dans le plasma pendant son temps de résidence dans la décharge. Plus la puissance est élevée, plus ce temps peut être court et donc plus la vitesse de défilement ou la longueur des électrodes peuvent être réduits. Il est donc important d'étudier les mécanismes qui limitent le transfert de puissance au gaz tout en restant en régime de décharge de Townsend. Au vu des résultats du chapitre précédent, l'augmentation de la température semble être une solution pour accroître la puissance dissipée dans la décharge, néanmoins dans le cas du traitement de matériaux thermosensibles comme les polymères, cette possibilité est réduite. Nous avons donc cherché à utiliser l'outil que nous avons mis au point afin de trouver des solutions pour augmenter la puissance.

Dans ce chapitre, pour approfondir la compréhension des mécanismes qui contrôlent la transition Décharge de Townsend (DT) - Décharge Filamentaire (DF), nous décrirons dans un premier temps le domaine de fonctionnement en terme de fréquence et d'amplitude de la tension appliquée de la DT ainsi que les deux types de transition en régime filamentaire observés. Dans un deuxième temps, nous nous focaliserons sur l'influence du circuit d'alimentation sur la stabilité de la décharge en étudiant le couplage entre le générateur et la DTPA. Et enfin, nous préciserons différentes solutions qui permettent d'augmenter la puissance dissipée dans la décharge de Townsend.

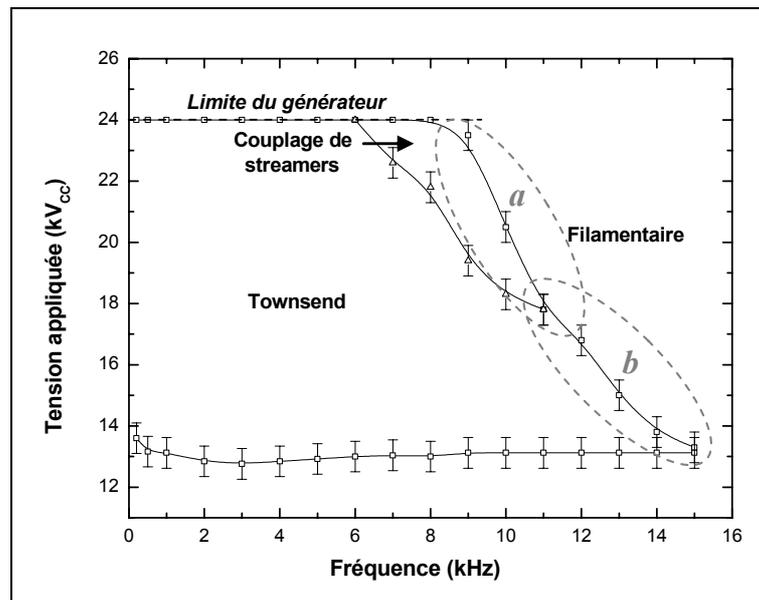
### **I. DOMAINE DE FONCTIONNEMENT DE LA DTPA ET DESCRIPTION DES DEUX TYPES DE TRANSITION EN REGIME FILAMENTAIRE**

La DTPA ne peut être obtenue que dans un domaine de fonctionnement qui dépend à la fois des conditions d'excitation, des diélectriques utilisés ainsi que de la vitesse et de la nature du gaz. Nous nous focaliserons dans ce paragraphe sur l'influence des conditions d'excitation sur le régime de fonctionnement de la DTPA pour une configuration de la cellule et une vitesse du gaz données, l'influence des autres paramètres tels que la vitesse du gaz, la dimension des électrodes, la nature du matériau en contact avec la décharge, ayant déjà été étudiée [3].

Après avoir décrit le domaine de fonctionnement typique de la décharge en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la tension appliquée, nous définirons l'origine des deux types de transition en régime de décharge filamentaire observés. Puis nous montrerons l'influence de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement de la décharge et sur les deux types de déstabilisation.

### I-1. Description du domaine de fonctionnement

Afin d'obtenir le domaine de fonctionnement électrique de la décharge présenté Figure 113, l'amplitude de la tension appliquée sur la cellule de décharge, à une fréquence donnée, est progressivement élevée. La limite inférieure du domaine de fonctionnement correspond à l'amplitude de la tension appliquée nécessaire pour que la décharge soit étalée sur la totalité de la surface des électrodes. La limite supérieure correspond, soit à l'amplitude de la tension appliquée pour laquelle la décharge transite en régime filamentaire, soit à la limite du générateur.



**Figure 113 : Domaine de fonctionnement de la décharge en fonction de la fréquence et de l'amplitude de la tension d'appliquée sur la cellule de décharge pour une courte durée d'allumage et mise en évidence des différentes zones de déstabilisation en régime filamentaire : (a) après le maximum du courant, (b) durant l'amorçage de la décharge (tension sinusoïdale,  $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$ )**

Le domaine présenté Figure 113 a été obtenu pour une vitesse moyenne du gaz de  $14 \text{ cm.s}^{-1}$  et une durée d'allumage courte (de l'ordre de la dizaine de secondes) afin de s'affranchir au maximum de l'effet thermique que nous étudierons par la suite. Jusqu'à 6 kHz, l'amplitude

maximale que peut délivrer le générateur est atteinte sans qu'une déstabilisation de la décharge ne soit observée. Entre 6 et 11 kHz, pour de fortes valeurs de l'amplitude de la tension appliquée, un régime de couplage de streamers est observé. Ce régime, mis en évidence par N. Gherardi [41], est caractérisé par une répartition non homogène de la lumière dans la zone de décharge alors que comme le montre la Figure 114 le courant dans le gaz  $I_g$  ressemble à celui obtenu dans le cas d'une décharge de Townsend.

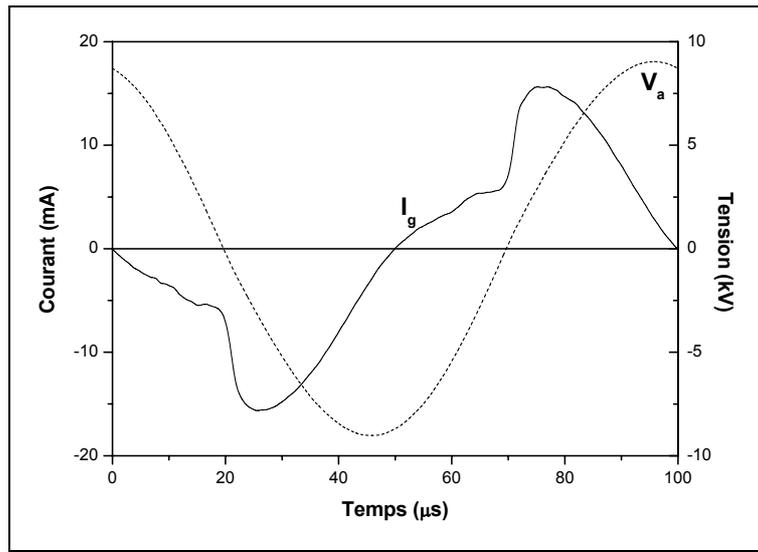


Figure 114 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz  $I_g$  et de la tension appliquée  $V_a$  lors d'une décharge en régime de couplage de streamers ( $V_a=18,3 \text{ kV}_{cc}$ ,  $f=10 \text{ kHz}$ ,  $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$ )

La Figure 115 présente un schéma simplifié de l'aspect visuel de la décharge dans le cas d'une décharge par couplage de streamers. La décharge présente un aspect strié en son centre alors que les bords extérieurs sont visuellement homogènes. Suivant les conditions, la largeur des différentes zones varie et la structure striée au centre peut être immobile ou au contraire se déplacer du centre vers les bords de cette zone.

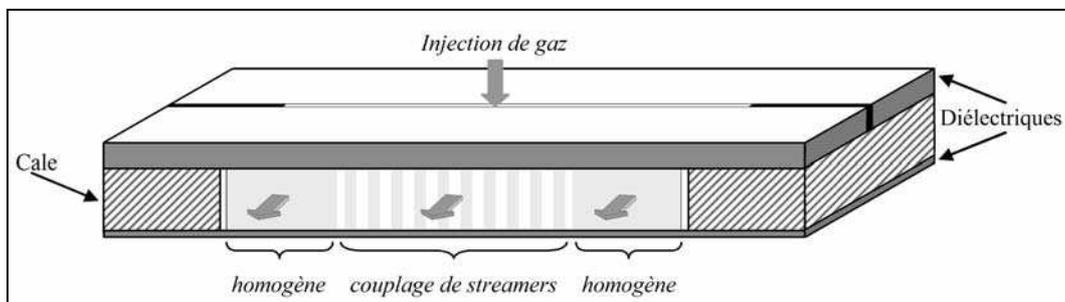


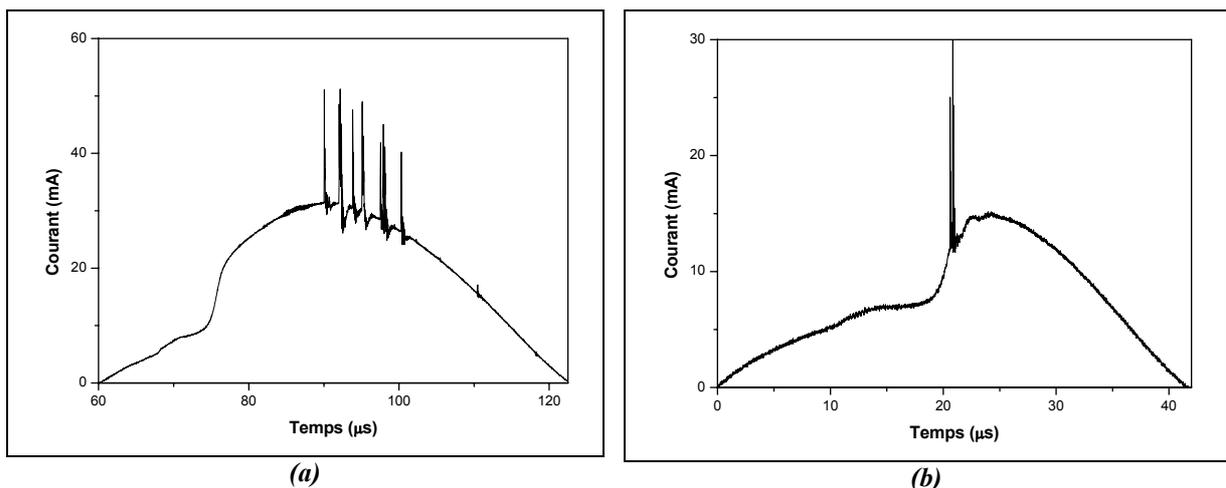
Figure 115 : Aspect visuel du régime couplage de streamer

Des études sur des régimes similaires [95] montrent que les conditions aux limites peuvent influencer la distribution des streamers dans la décharge : cette forme striée pourrait par conséquent être due à une onde se réfléchissant sur les cales en verre qui guident le flux de gaz, créant ainsi des zones de plus faibles pressions propices au développement préférentiel d'une décharge dans ces zones. Une étude approfondie de ce régime serait nécessaire pour confirmer cette hypothèse.

Au delà de 9 kHz, plus la fréquence augmente, plus le régime de décharge filamentaire (DF) est observé pour une amplitude de la tension appliquée faible. Jusqu'à ce qu'il ne soit plus possible d'allumer une décharge de Townsend (DT). Ce qui se produit pour une fréquence de 16 kHz.

### I-2. Transition décharge de Townsend / décharge filamentaire

La transition en régime de décharge filamentaire n'est pas brutale. En effet, on observe une déstabilisation progressive de la décharge et l'apparition d'un régime de décharge mixte Townsend – filamentaire tendant vers un régime purement filamentaire si la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée continue d'augmenter. Cependant, suivant les conditions d'excitation, deux types totalement différents de transition en régime filamentaire sont obtenus.

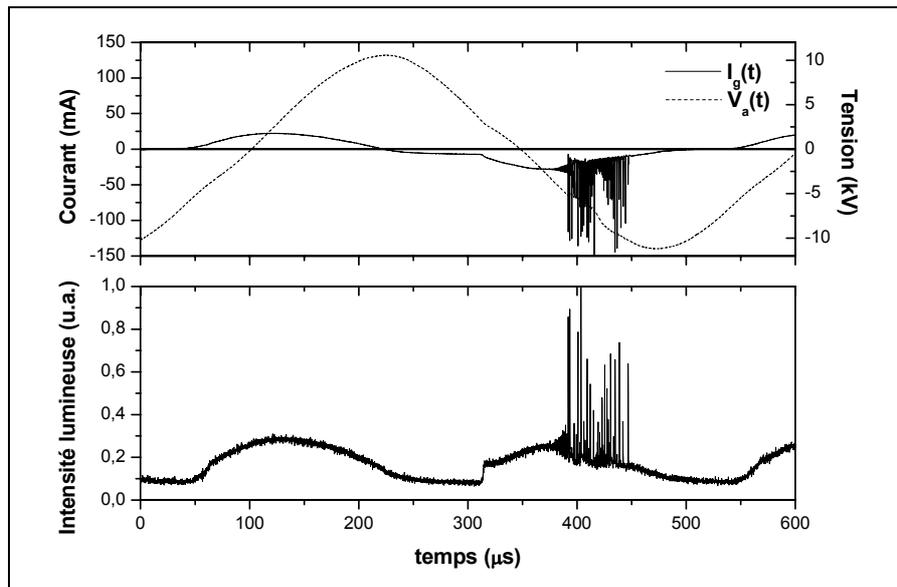


**Figure 116 : Courant mesuré  $I_m$  lors de la transition en régime filamentaire, lorsque la déstabilisation est :**  
 (a) après le maximum de courant ( $f=8$  kHz,  $V_a=25$  kV<sub>cc</sub>),  
 (b) durant l'amorçage de la décharge ( $f=11$  kHz,  $V_a=17,8$  kV<sub>cc</sub>)

A forte amplitude de la tension appliquée (Figure 113 – zone a), une succession de pics de durée très courte (de l'ordre de 10 à 50 ns) se superposent au courant de décharge après son maximum (Figure 116–a). Par contre, pour des fréquences plus élevées (Figure 113 – zone b), la déstabilisation se traduit au moment de l'amorçage (Figure 116–b) par un ou plusieurs pics, de durée relativement longue (de l'ordre de 50 à 200 ns), suivis d'oscillations amorties. Nous allons décrire successivement ces deux types de transition pour en définir leurs origines.

### I-2-1. Instabilités observées après le maximum du courant

Afin de déterminer l'origine de ces instabilités, E. Croquesel a réalisé une étude optique de la décharge au moyen d'un photomultiplicateur couplé à une lentille [3]. La cellule de décharge utilisée pour cette étude est réalisée à partir de deux plaques d'alumines ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  à 96%, épaisseur : 635  $\mu\text{m}$ ) métallisées en face arrière ; le flux de gaz est injecté longitudinalement. Bien que la configuration soit différente, le comportement de la décharge reste rigoureusement le même.



**Figure 117 : Evolution temporelle du courant circulant dans le gaz  $I_g(t)$ , de la tension appliquée  $V_a(t)$  et de la lumière émise au centre de la zone de décharge perpendiculairement à l'injection du gaz lorsque les instabilités se produisent après le maximum de courant ( $V_a=21 \text{ kV}_{\text{cc}}$ ,  $f=2 \text{ kHz}$ ,  $S=85 \times 40 \text{ mm}^2$ ,  $v_{\text{gaz}}=150 \text{ cm.s}^{-1}$ ) [3]**

La Figure 117 présente les mesures du courant circulant dans le gaz  $I_g(t)$ , et de la tension appliquée  $V_a(t)$ , comparée à la lumière émise par la décharge perpendiculairement à l'injection de gaz au centre de la zone de décharge. Lorsque le maximum du courant est atteint, des pics très intenses dont la durée varie entre 10 et 50 ns se développent à la fois sur

le courant et sur la lumière émise par la décharge. Le nombre d'impulsions acquis par le photomultiplicateur est inférieur à celui détecté par la mesure du courant, prouvant ainsi que le phénomène se développe en différents endroits de la zone de décharge. Ceci est confirmé par des mesures de la lumière émise en différents points de l'entrée à la sortie de la décharge qui montrent que ce type de déstabilisation se produit sur l'ensemble de la zone de décharge. Cette étude a permis de valider le fait que ces instabilités sont dues à des micro-décharges qui se développent dans le gaz.

Pour comprendre l'origine de ces micro-décharges, il est intéressant de noter qu'elles apparaissent toujours après le maximum de courant ; or nous avons montré dans le chapitre précédent que cela correspond à la zone où la charge du diélectrique recouvrant la cathode s'annule, entraînant une forte diminution du coefficient d'émission secondaire  $\gamma$ . Nous avons également mis en évidence que dans cette zone, le courant est imposé par le circuit extérieur par le biais de la relation :  $I_g(t) = C_{ds} \cdot dV_a(t)/dt$ . Par conséquent, plus la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée augmente, plus le circuit impose un courant élevé dans le gaz alors que le coefficient d'émission secondaire est très faible. Or d'après l'équation 63 qui définit le courant théorique dû à un claquage de Townsend (Chapitre IV- I-2-2), afin de compenser la perte d'ionisation liée à la diminution de l'émission secondaire, l'ionisation dans le gaz doit augmenter. Cela se traduit par une augmentation du champ électrique qui peut entraîner la formation de grandes avalanches conduisant à l'apparition de micro-décharges dans le gaz lorsque ce champ devient suffisamment élevé.

$$i(t) = i_0 \cdot \frac{\exp(\alpha \cdot d)}{1 - \gamma \cdot [\exp(\alpha \cdot d) - 1]} \quad \text{Eq. 63}$$

avec :  $\alpha$  : premier coefficient d'ionisation de Townsend (ionisation dans le gaz) ;  $\gamma$  : deuxième coefficient d'ionisation de Townsend (coefficient d'émission secondaire) ;  $i_0$  : courant initial à la cathode ;  $d$  : espace inter-diélectriques.

Comme nous l'avons vu précédemment, ce type de déstabilisation intervient, dans les conditions expérimentales considérées, pour des fréquences comprises entre 8 et 12 kHz. La Figure 118 présente l'évolution du maximum du courant de décharge et de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction de la fréquence d'excitation en limite de transition en régime filamentaire (Figure 113). Pour des fréquences inférieures à 9 kHz, la croissance linéaire du courant  $I_d$  et de la puissance  $P$  est due à la limitation en tension de l'alimentation à 24 kV<sub>cc</sub>. A partir de 9 kHz, la valeur maximale de  $I_d$  et la puissance  $P$

décroissent jusqu'à devenir quasi nulles pour la fréquence maximale permettant d'obtenir une décharge de Townsend dans les conditions considérées (16 kHz).

Il est intéressant de noter que ce type de déstabilisation se produit pour de fortes valeurs du courant circulant dans le gaz et de la puissance moyenne dissipée dans celui-ci. Or, nous avons vu dans le chapitre précédent que la température du gaz est liée linéairement à la puissance moyenne dissipée. Plus la température du gaz augmente, à pression et volume constants, plus sa densité diminue et donc plus le champ nécessaire à la formation de micro-décharges décroît.

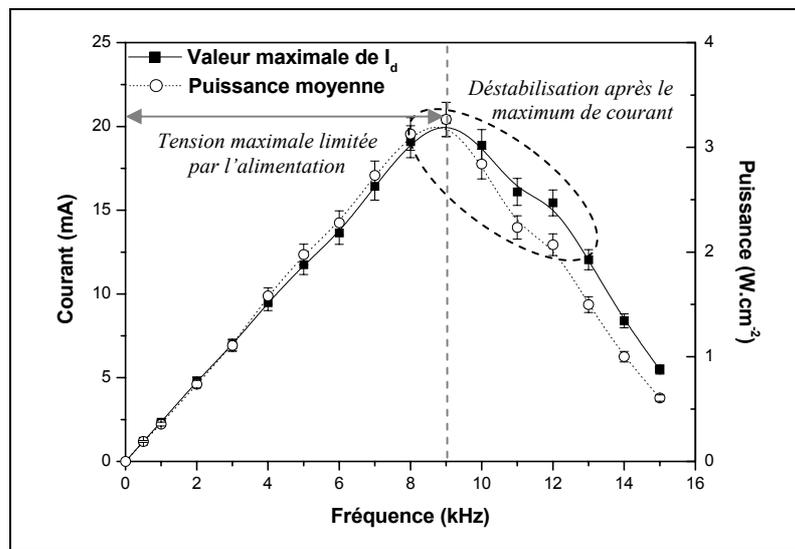


Figure 118 : Evolution du maximum du courant de décharge  $I_d$  et de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction de la fréquence d'excitation en limite de transition en régime filamentaire (tension d'alimentation sinusoïdale, temps d'allumage court,  $v_{gaz}=14 \text{ cm.s}^{-1}$ )

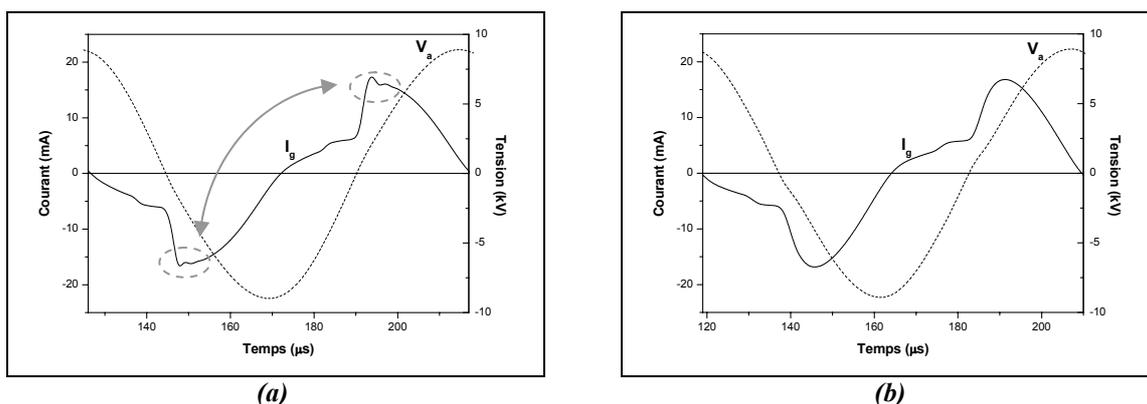
Par conséquent, cette déstabilisation est due au fait que le système d'excitation impose un courant trop important dans la décharge qui entraîne une trop forte ionisation dans le gaz, ce qui se traduit par l'apparition de micro-décharges.

### I-2-2. Instabilités observées durant l'amorçage de la décharge

Pour des fréquences supérieures à environ 11 kHz dans la configuration étudiée, le comportement de la décharge au moment de sa déstabilisation est radicalement différent. En effet, nous observons durant l'amorçage de la décharge généralement un ou plusieurs pics de durées supérieures à ceux observés dans le cas de micro-décharges, suivi d'oscillations amorties (Figure 116-b). L'étude optique réalisée par E. Croquesel a permis de mettre en évidence l'absence de micro-décharges dans le gaz. Les oscillations présentes sur la mesure de courant se traduisent par des oscillations non localisées de la lumière émise par la décharge

[3]. Par conséquent, cette déstabilisation n'est donc pas due au développement de micro-décharges dans l'espace gazeux contrairement à l'instabilité décrite précédemment.

Cette déstabilisation n'étant pas directement liée à un phénomène physique dans le gaz, nous avons cherché à définir son origine à l'aide du modèle électrique de la DTPA couplé à celui de l'alimentation. Pour cela, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que celles de la Figure 116-b ( $f=11$  kHz,  $V_a=17,8$  kV<sub>cc</sub>) ; à savoir, des conditions pour lesquelles nous observons expérimentalement une déstabilisation durant l'amorçage de la décharge. La Figure 119-a présente les résultats de simulation du courant circulant dans le gaz et de la tension appliquée. Comme nous pouvons le remarquer, le courant présente des oscillations. Bien que leurs amplitudes et leurs durées soient différentes de celles observées expérimentalement en particulier à cause de la validité fréquentielle du modèle de l'alimentation (limitée à 300 kHz), il est intéressant de constater que le modèle électrique développé permet de reproduire le comportement de la décharge lorsque la déstabilisation se produit durant l'amorçage de la décharge. Si nous couplons le modèle électrique de la DTPA à une source de tension idéale (Figure 119-b), il n'y a alors aucune oscillation du courant lors de l'amorçage de la décharge, ce qui prouve bien que les éléments parasites de l'alimentation et en particulier les inductances de fuites et les capacités entre spires du transformateur sont à l'origine de ces oscillations. Ceci a été également validé à l'aide du modèle numérique de la DTPA développé au CPAT par l'équipe de Pierre Ségur. En effet, K. Khamphan a montré que la prise en compte d'un modèle, même simplifié, de l'alimentation permet de rendre compte de ce phénomène [58].



**Figure 119 : Simulation du courant dans le gaz  $I_g$  dans le cas d'une déstabilisation durant l'amorçage de la décharge dans le cas où : (a) le modèle électrique de la DTPA est couplé à celui de l'alimentation, (b) le modèle électrique de la DTPA est couplé à une source de tension idéale ( $f=11$  kHz et  $V_a=17,8$  kV<sub>cc</sub>)**

Bien que la cause de la déstabilisation soit très différente de celle rencontrée à plus basse fréquence, si la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée augmente après l'apparition des premières oscillations, la décharge se contracte afin de permettre le passage des impulsions de courant et nous observons pour finir la formation de micro-décharges dans l'espace gazeux.

### I-3. Influence de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement et sur les deux types de transitions observés

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la puissance moyenne dissipée dans la décharge augmente avec la durée d'allumage (Figure 120). Cet effet a été expliqué par une augmentation de la température du gaz qui entraîne une diminution de sa densité et par conséquent de sa tension de claquage. Le claquage ayant lieu plus tôt, la durée d'allumage de la décharge augmente ainsi que l'amplitude du courant, lorsque la tension d'alimentation est sinusoïdale, puisque la pente de  $dV_a/dt$  est plus forte (Figure 121). Ainsi, à fréquence et amplitude de la tension d'alimentation données, une augmentation de la température du gaz entraîne un accroissement de la puissance.

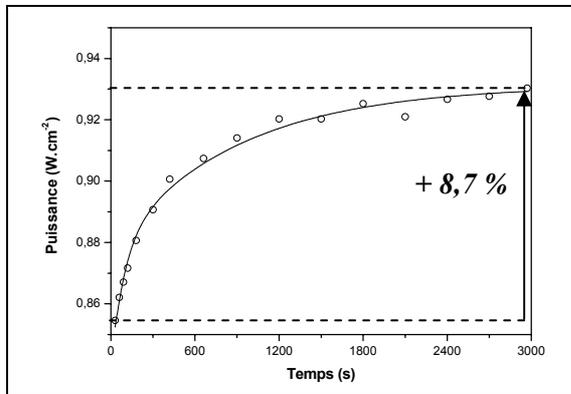


Figure 120 : Exemple d'évolution de la puissance moyenne dissipée dans la décharge en fonction du temps ( $f=6$  kHz,  $V_a=15$  kV<sub>cc</sub>,  $v_{gaz}=14$  cm.s<sup>-1</sup>)

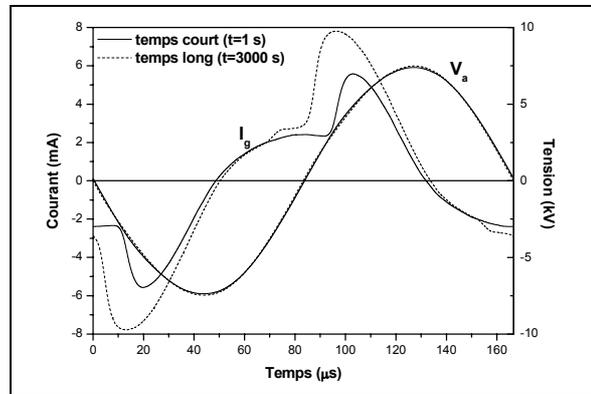


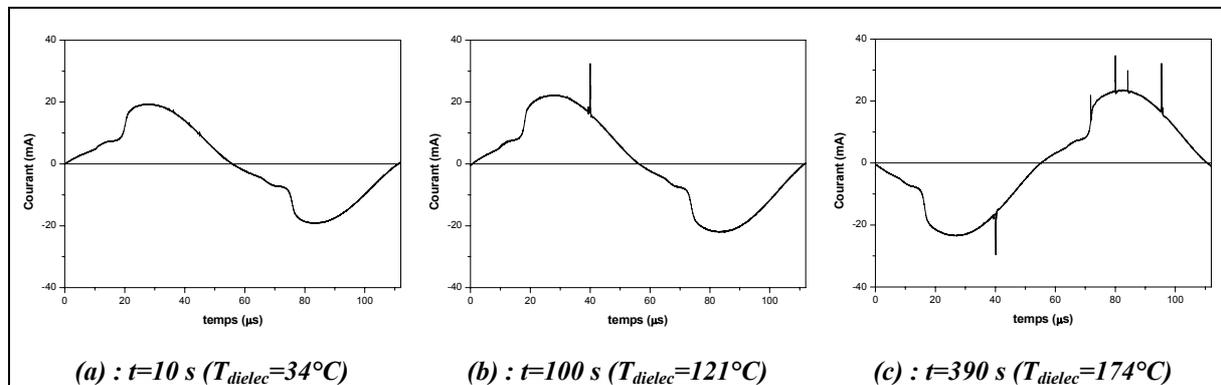
Figure 121 : Comparaison du courant circulant dans le gaz  $I_g$  et de la tension appliquée  $V_a$  entre un cas à temps court ( $t=1$  s) et un cas à temps long ( $t=3000$  s) ( $V_a=15$  kV<sub>cc</sub>,  $f=6$  kHz,  $v_{gaz}=14$  cm.s<sup>-1</sup>)

De façon à déterminer l'influence de l'élévation de la température du gaz sur le domaine de fonctionnement de la DTPA, nous avons d'abord observé le comportement électrique de la décharge en limite de régime de Townsend dans la zone où la déstabilisation se produit au maximum de courant, puis dans la zone où elle se produit durant l'amorçage de la décharge.

*I-3-1. Déstabilisation après le maximum du courant*

La Figure 122 présente le courant mesuré pour une fréquence d'excitation de 9 kHz et une amplitude de la tension appliquée de 23 kV<sub>cc</sub> à :

- t=10 s (Figure 122-a) : après 2 ou 3 alternances, la décharge est stabilisée et le courant présente l'allure d'une courant de DTPA bien établie ( $P=2,7 \text{ W.cm}^{-2}$ ) [96].
- t=100 s (Figure 122-b) : la puissance dissipée dans la décharge étant assez élevée, la température du diélectrique a fortement augmenté ( $T_{\text{dielec}}=121 \text{ °C}$ ,  $P=3,1 \text{ W.cm}^{-2}$ ) et par conséquent celle du gaz également. Nous commençons à observer sur le courant des pics qui se développent aléatoirement.
- t=390 s (Figure 122-c) : la température continue à augmenter ( $T_{\text{dielec}}=174 \text{ °C}$ ,  $P=3,5 \text{ W.cm}^{-2}$ ). Nous observons maintenant plusieurs pics par période.



**Figure 122 : Influence de l'élévation de la température du gaz sur le courant mesuré lors de la déstabilisation observées après le maximum de courant ( $f=9 \text{ kHz}$  et  $V_a=23 \text{ kV}_{cc}$ )**

Il ne nous a malheureusement pas été possible de mesurer ce courant pour des temps plus longs à cause d'un échauffement excessif de l'amplificateur de puissance. Cependant, il apparaît clairement qu'une forte élévation de la température du gaz entraîne, à fréquence et amplitude de la tension appliquée données, la déstabilisation de la DTPA.

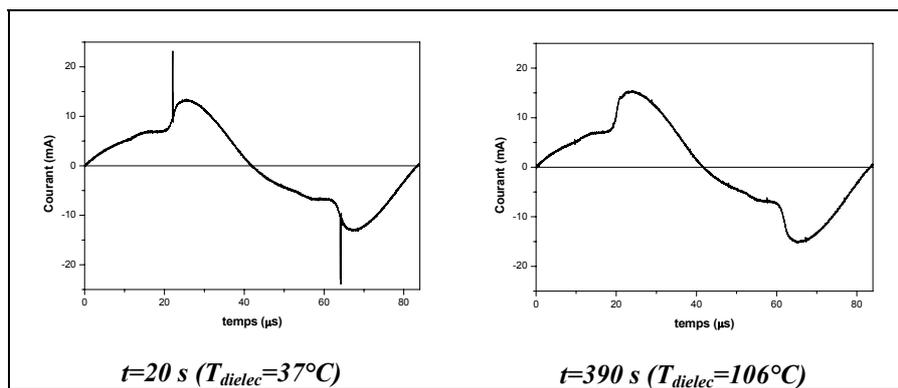
L'effet de l'augmentation de la température sur la déstabilisation est double et reste lié à la diminution de la densité du gaz que cette augmentation induit ; Première conséquence : une diminution de la densité du gaz entraîne une réduction du champ électrique nécessaire à la formation de micro-décharges dans le gaz. Deuxième conséquence : la tension de claquage se trouve également réduite, ce qui a pour effet d'augmenter l'amplitude maximale du courant de décharge et d'accroître l'ionisation dans le gaz. Ces deux effets, accroissement du courant et réduction du champ nécessaire à la formation de micro-décharges, sont cumulatifs et

permettent d'expliquer les observations décrites, c'est à dire qu'une augmentation de la température a plutôt tendance à réduire le domaine de fonctionnement en terme d'amplitude maximale de la tension appliquée pour une fréquence donnée.

### I-3-2. Déstabilisation durant l'amorçage de la décharge

Dans le cas où la déstabilisation se produit durant l'amorçage de la décharge, l'élévation de la température du gaz a une conséquence inverse. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 123, l'accroissement de la température du gaz entraîne une stabilisation de la décharge : alors qu'à  $t=20$  secondes le courant présente l'allure typique d'un courant en limite de régime de Townsend, au bout de 390 s, celui-ci ne présente plus la moindre trace de déstabilisation et la fréquence d'excitation peut même être augmentée.

Ceci est dû à la variation de l'ionisation dans le gaz en fonction de la tension qui devient plus lente lorsque la puissance et donc par conséquent la température du gaz augmente (cf. Chapitre IV II-3-2-b).



**Figure 123 : Influence de l'élévation de la température du gaz sur le courant mesuré lors de la déstabilisation observées durant de l'amorçage de la décharge ( $f=12$  kHz et  $V_a=15,5$  kV<sub>cd</sub>)**

### I-3-3. Domaine de fonctionnement et puissance dissipée dans la décharge

Dans les conditions considérées, le domaine de fonctionnement de la DTPA avec la température varie de la manière suivante : la fréquence maximale d'obtention de la DTPA reste égale à 15 kHz alors que l'amplitude maximale de la tension appliquée augmente de 1 à 2 kV entre 10 et 14 kHz ; par contre le régime de couplage de streamers que nous avons mis en évidence pour de courtes durées d'allumages de la décharge disparaît après plusieurs minutes de sorte que nous n'observons plus d'hétérogénéité dans la décharge avant la transition en régime filamentaire.

La Figure 124 illustre l'influence de la durée d'allumage sur la puissance moyenne dissipée dans la décharge, une durée d'allumage de la décharge de 5 minutes permet d'accroître au maximum la puissance maximale de 17,6 % (pour  $f=10$  kHz), et de quelques % pour des valeurs plus élevées de la fréquence.

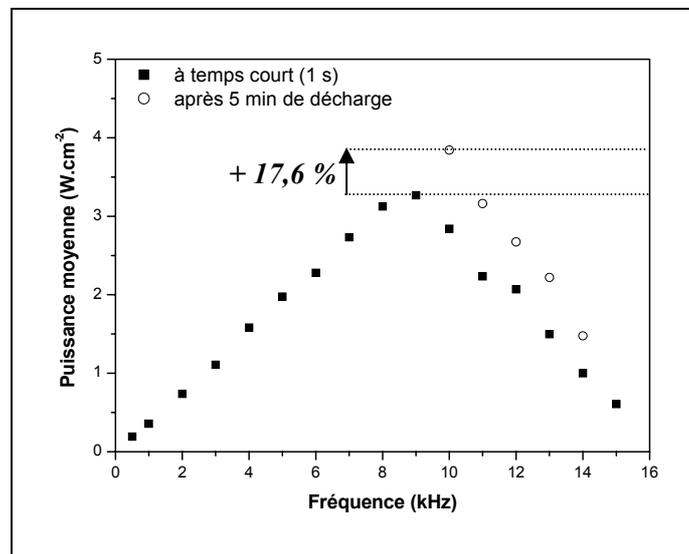


Figure 124 : Effet de l'élévation de la température du gaz sur la puissance moyenne dissipée dans la décharge en limite de transition en régime filamentaire

#### I-4. Synthèse

En résumé, la transition en régime filamentaire trouve deux origines. La déstabilisation de la DTPA observée après le maximum de courant provient d'une augmentation de l'ionisation dans le gaz nécessaire pour compenser la diminution de l'émission secondaire. Ceci intervient lorsque le courant imposé par le circuit engendre un champ électrique suffisant pour permettre la formation de grandes avalanches. En revanche, la déstabilisation observée durant l'amorçage de la décharge est liée à la présence d'éléments parasites dans le circuit électrique. Il est donc important d'étudier le couplage entre le générateur et la décharge.

Notons que quel que soit le type de déstabilisation, si la fréquence ou l'amplitude de la tension appliquée continue à augmenter après l'apparition des premières micro-décharges ou oscillations, la décharge tend vers un régime purement filamentaire.