RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
Liberté Égalité Fraternité

Université de Toulouse

Doctorat de l'Université de Toulouse

préparé à l'ISAE-SUPAERO

Étude expérimentale de l'allumage par retournement temporel micro-onde pour des applications aéronautiques

---

Thèse présentée et soutenue, le 30 juin 2026 par

Pierre DUSSOLLIET-BERTHOD

École doctorale
GEETS - Génie Electrique Electronique,Télécommunications et Santé : du système au nanosystème

Spécialité
Ingénierie des Plasmas

Unité de recherche
LAPLACE - Laboratoire PLAsma et Conversion d'Énergie

Thèse dirigée par
Jérôme SOKOLOFF et Olivier ROUZAUD

Composition du jury
M. Bruno SAUVIAC, Président, Université Jean-Monnet
Mme Ana LACOSTE, Rapporteure, Université Grenoble Alpes
M. Marc BELLENOUE, Rapporteur, ISAE-ENSMA
M. Olivier PASCAL, Examinateur, Université de Toulouse
M. Franck HERVY, Examinateur, DGA
M. Jérôme SOKOLOFF, Directeur de thèse, Université de Toulouse
M. Olivier ROUZAUD, Co-directeur de thèse, ONERA Toulouse

Membres invités
M. Mikael ORAIN, ONERA Toulouse
M. Philippe POULIGUEN, DGA

Enregistrement de la soutenance

Cette thèse a été soutenue le 30 Juin 2026 à l'Université Paul Sabatier de Toulouse. Le lecteur intéressé pourra visionner un enregistrement de la soutenance à l'adresse suivante :

https://www.youtube.com/watch?v=DF7FTvn_vQo



« *[. . .] They took from their surroundings what was needed, and made of it something more.* » – *Primer* (2004)

Remerciements

Les premières personnes que je souhaiterais remercier sont mes directeurs de thèse, Jérôme Sokoloff et Olivier Rouzaud. Je les remercie de m'avoir fait confiance en me choisissant pour effectuer cette thèse et pour tout ce qu'ils m'ont appris, les échanges que nous avons pu avoir et leur soutien tout au long de la thèse. Par ailleurs, sans leur relecture (très) attentive de ce manuscrit, celui-ci aurait été d'une qualité bien moindre.

Viennent ensuite mes deux encadrants. Merci à Olivier Pascal, pour ses conseils et ce que qu'il m'a appris, notamment en ce qui concerne la partie expérimentale. Malheureusement, j'ai un peu moins bien retenu la théorie, souvent abordée au travers de longs échanges avec Jérôme lors de soit-disant « points rapides ». Merci à Mikael Orain d'avoir suivi ma thèse avec intérêt, malgré le fait qu'il soit un peu plus loin, et pour son accueil lors de la campagne d'essais menée au Fauga-Mauzac.

Ensuite, je souhaiterais remercier les membres externes de mon jury de thèse. Merci à Ana Lacoste, Professeure à l'Université de Grenoble-Alpes, et Marc Bellenoue, Professeur à l'ISAE-ENSMA, d'avoir accepté de rapporter ma thèse. Je remercie Bruno Sauviac, Professeur à l'Université Jean Monnet, d'avoir accepté de présider le jury. Pour finir, merci à Franck Hervy et Philippe Pouliguen, tous deux de l'Agence de l'Innovation de Défense (AID), pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux pendant ces trois années.

Réaliser une thèse est impossible sans financements, moyens matériels et le support de différentes personnes. Pour ce qui est des financements, je souhaiterais remercier l'AID et l'ONERA, qui ont financé cette thèse. L'AID a aussi contribué de manière un peu plus indirecte en finançant l'*ANR Altiport*, ce qui a permis d'acheter du matériel dont j'ai pu profiter pendant ma thèse. En ce qui concerne les moyens matériels, je souhaiterais remercier le CEA de nous avoir prêté un amplificateur de puissance. Sans celui-ci, ma thèse aurait été bien plus compliquée, voire impossible. Pour finir, je remercie Geoffroy Illac, qui m'a aidé à mettre en place l'injecteur de kérosène et à le déménager (plusieurs fois !) entre l'ONERA et le LAPLACE, et Chrystelle Sabalot, qui a su gérer les aléas des transports à quelques jours de la soutenance.

On ne dispose pas souvent de l'occasion de faire des remerciements de manière publique : je voudrais donc prendre quelques lignes pour élargir un peu mes remerciements. Je pense par exemple aux personnes qui contribuent aux logiciels libres : sans leur travail incessant, et souvent bénévole, pas de LaTeX (même si après trois ans et une thèse écrite, j'ai toujours un peu du mal avec certains points ...), pas de `Python` et une quantité innombrable de logiciels et bibliothèques en moins. Il serait donc un peu plus difficile de faire une thèse et, de manière plus générale, de la recherche. D'autres ont choisi de publier des cours de qualité, leur travaux personnels, des articles ou des vidéos sur des sujets passionnants, de manière accessible à tous. Cela m'a

permis de comprendre (ou du moins démystifier) certains sujets, de découvrir de nouveaux domaines scientifiques et techniques (sans cela, par exemple, je ne me saurais peut-être pas autant intéressé aux télécommunications, puis à l'ingénierie RF, puis à cette thèse) et montré que certains concepts étaient à ma portée, et à celle de toute personne motivée, moyennant un peu de travail. Merci donc à toutes ces personnes.

Pour revenir à des remerciements un peu plus classiques, je voudrais ensuite mentionner quelques personnes que j'ai rencontré sur mon parcours menant au doctorat.

Merci à Camilla Colombo, qui m'a accueilli en stage de 2ème année à Politecnico di Milano. L'idée de faire un doctorat flottait déjà peut-être vaguement dans ma tête à l'époque, mais sa proposition de faire un thèse – certes sur un sujet très différent, la mécanique orbitale – et ses encouragements ont fortement renforcé cette idée.

Je souhaiterais aussi remercier mes amis d'école d'ingénieur. Tous les trois ont commencé un doctorat directement après la sortie de l'école (dont deux à l'ONERA Toulouse) et m'ont, pour ainsi dire, montré l'exemple. C'est donc avec plaisir que je les rejoins maintenant en tant que docteur !

Sur la route vers le doctorat, j'ai aussi fait un petit arrêt de quelques années à Bordeaux. Merci donc à mes anciens collègues pour ce qu'ils m'ont appris, les pauses goûter (chose que j'ai réussi à transmettre à mon arrivée en thèse), leur culture musicale et cinématographique (que j'ai essayé de ne *pas* transmettre) et le fameux « Ce n'est pas un Vendredi soir à 17h, que l'on va révolutionner la science ! ».

Mon arrivée à Toulouse en fin d'année 2022, marque ensuite le début de ma thèse. Cette date ne correspond toutefois pas au début des recherches sur le *claquage* par retournement temporel micro-onde. En effet, avant mon arrivée au LAPLACE, deux doctorants avaient déjà travaillé sur le sujet. Je remercie donc Valentin Mazières d'avoir ouvert la voie. Plus tard, pendant ma thèse, ses explications (je recommande d'ailleurs son manuscrit de thèse) et ses conseils ont été d'une grande aide : je lui en suis reconnaissant. Merci ensuite à Béatrice Fragge qui a continué le chemin entamé par Valentin, puis débuté l'exploration de l'*allumage* par retournement temporel, avant de me passer le relais. Merci également d'avoir construit la cavité. J'ai essayé d'en prendre soin !

Lorsque je suis arrivé au LAPLACE, et plus particulièrement dans le groupe GRE, j'ai fait la connaissance de Théo et Côme, alors en doctorat. Malgré leurs thèses en cours et les copies à corriger, ils ont toujours pris le temps de m'aider et de répondre à mes questions. J'ai aussi eu le plaisir de manipuler avec eux, que ce soit pour claquer des plasmas dans la cavité, dans un tube en verre ou encore faire tourner des SRR. Nombreuses furent aussi les discussions sur l'écologie, la recherche et l'enseignement (des sujets qui leurs sont chers). Et sur biens d'autres sujets beaucoup moins sérieux ! Merci aussi à Théo de prendre le temps de réfléchir à ce que signifie « faire de la recherche » et « enseigner », pour son côté littéraire et pour ses conseils avisés en cuisine. Je remercie également Côme d'être toujours prêt pour une pause goûter, pour ses nombreuses références et le fait qu'il m'ait appris à tisser du fil d'araignée (!?). Bref, j'ai apprécié travailler à leurs côtés et ils m'ont énormément apporté, à la fois en tant que doctorant et en tant que personne. Je n'oublierai pas non plus leur obstination à me montrer que : « C'est bien le Vendredi après 17h que l'on révolutionne la science ! ».

Je souhaiterais ensuite remercier Lilian (arrivé un peu plus tard et resté seulement une courte année), pour sa bonne humeur, la légèreté qu'il apportait au quotidien et le fait qu'il soit toujours

prêt à aider. Ce fut un réel plaisir de partager le même bureau.

Merci également à Benjamin de m'avoir aidé lors des premières expériences (réussies !) de claquage par retournement temporel.

J'aimerais aussi remercier Nicolas Lebbe, permanent du GRE, qui m'a aidé à réaliser les quelques simulations qui illustrent le début du Chapitre 5 et avec qui j'ai apprécié discuter (pas toujours de science ...).

Merci à Alix de m'avoir aidé lors des expériences d'allumage et pour toutes les questions, devenues ensuite des discussions, sur le retournement temporel et le traitement du signal. J'ai également apprécié sa curiosité scientifique et sa bonne humeur (et son léger brin de folie ?).

Au cours de ces trois années, j'ai aussi pû côtoyer les membres du GREPHE, groupe de recherche voisin du mien, à la fois par les intérêts scientifiques et la position géographique (et ce, encore plus après le déménagement). Pour ce qui est des doctorants, je pense à Aymeric et Julien, Jack, Maeva, Senghor, François et Quentin. Je les remercie pour les bons moments passés ensembles et de m'avoir accueilli dans leur bureau en fin de thèse. Ils ont aussi toujours répondu présent lorsque j'avais besoin d'une personne supplémentaire pour manipuler.

Je remercie également les membres permanents du GREPHE pour les échanges que nous avons pu avoir au cours de présentations ou tout simplement dans le couloir. Merci en particulier à Thierry Callegari qui a répondu à mes (nombreuses) questions sur les plasmas, pour les quelques essais avec des DBD et a qui nous avons régulièrement « emprunté » des outils.

J'ai aussi eu l'occasion de rencontrer quelques doctorants venus de l'autre côté du canal, à l'ISAE-SUPAERO. Je pense par exemple à Antoine, autre grand adepte du claquage de plasmas par retournement temporel.

Toujours de l'autre côté du canal, l'ONERA. Je n'y ai passé que très peu de temps pendant ma thèse, ce qui, malheureusement, ne m'a pas permis d'apprendre à connaître les doctorants aussi bien que je l'aurais souhaité. Malgré cela, j'ai toujours bien été accueilli lors des mes brefs passages. Je les en remercie (notamment Jules, Maxence et Valentin).

En arrivant à Toulouse, je ne connaissais pas grand monde en dehors du laboratoire. Heureusement, j'ai eu la chance d'avoir de supers colocataires au cours de ces trois années et demies. J'ai apprécié les bons moments que nous avons pu passer ensembles, souvent autour d'un repas le soir. Merci donc à Lila, Victor et Anas. Et, bien sûr, merci à Laura, grande amatrice de gâteaux (qu'il s'agisse de les cuisiner, ou de les manger), de séries (comme *Dark* !) et de films (pas *Primer*, malheureusement), d'avoir réfléchi avec moi à mon prochain sujet de thèse ... Pour finir, merci à Jérémy, colocataire pendant presque toute ma thèse, pour les quelques sorties dans lesquelles il a réussi à m'entraîner et les nombreuses (et longues) discussions que nous avons pu avoir, qu'il s'agisse de travail, de voyage ou de « trucs de geeks ».

Même s'ils ont suivi ma thèse d'un peu plus loin, distance oblige (de quelques centaines à quelques milliers de kilomètres), je voudrais mentionner mes amis. Merci pour tous les bons moments et de me supporter depuis toutes ces années, même si j'ai un peu tendance à parler de science en soirée ...

Terminons par ma famille, sans qui je ne serais pas arrivé jusque là. Merci à mes grands parents, oncles, tantes et cousins de m'avoir toujours bien entouré.

Merci à ma sœur (et à son mari) de m'avoir écouté et encouragé, et ce, malgré les kilomètres qui nous séparent.

Et, pour finir, merci à mes parents de m'avoir soutenu depuis le début.

Table des matières

Table des matières **ix**

Nomenclature **xv**

Avant-propos **xix**

Introduction **1**

1 Allumage et plasmas **5**
1.1 Problématiques d'allumage et d'extinction en propulsion aéronautique 5
1.1.1 Brève introduction à la propulsion 5
1.1.2 Tour d'horizon des systèmes d'allumage 6
1.1.3 Phénoménologie de l'allumage 7
1.1.4 Difficultés d'allumage : faibles pressions et températures 11
1.1.5 L'allumage, un processus stochastique 11
1.1.6 L'extinction en vol : un danger réel ? 12
1.1.7 La bougie : fonctionnement et limites 13
1.1.8 Nouveaux systèmes d'allumage 14
1.2 Plasmas 17
1.2.1 Qu'est-ce qu'un plasma ? 17
1.2.2 Interactions avec les champs électromagnétiques 18
1.2.3 Interactions à courte distance : collisions 19
1.2.4 Création et disparition d'électrons libres 20
1.2.5 Création de plasmas à l'aide d'un champ électrique 23
1.2.6 Problèmes liés aux plasmas atmosphériques 26
1.3 Synthèse 26

2 Cavités électromagnétiques et retournement temporel **29**
2.1 Cavités électromagnétiques 30
2.1.1 Champs électromagnétiques dans une cavité 30
2.1.2 Caractérisation fréquentielle 34
2.1.3 Caractérisation temporelle 35
2.1.4 Le SRR : un autre exemple de résonateur 38
2.2 Limites de l'excitation d'une cavité avec un signal simple 39
2.3 Retournement temporel 39
2.3.1 Qu'est-ce que le retournement temporel ? 39
2.3.2 Une application du retournement temporel : la focalisation d'ondes 40

2.3.3 De la théorie initiale du retournement temporel aux expériences actuelles : historique . . . 40
2.3.4 Origine de la focalisation temporelle : approche traitement du signal . . . 44
2.3.5 Origine de la focalisation spatiale . . . 48
2.3.6 Qualité de la focalisation . . . 49
2.3.7 Variante du retournement temporel : le RT 1bit . . . 53
2.3.8 Une autre approche : l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé . . . 55
2.4 L'allumage par retournement temporel jusqu'ici . . . 56
2.5 Synthèse . . . 58

3 Présentation du dispositif expérimental 59
3.1 Description rapide . . . 59
3.2 Dimensionnement du dispositif expérimental . . . 60
3.2.1 Fréquence de travail . . . 60
3.2.2 Dimensions de la cavité . . . 61
3.2.3 Chaoticité . . . 62
3.2.4 Matériaux . . . 62
3.3 Présentation détaillée du dispositif utilisé . . . 63
3.3.1 La cavité . . . 63
3.3.2 Chaînes RF : apprentissage, génération et d'acquisition des signaux . . . 65
3.3.3 Antennes . . . 68
3.3.4 Initiateurs : Split Ring Resonators . . . 72
3.3.5 Système d'injection de kérosène . . . 73
3.4 Remise en état de la cavité et étude des pertes . . . 73
3.5 Déroulement d'une expérience de retournement temporel . . . 76
3.5.1 Apprentissage . . . 76
3.5.2 Retournement : ré-émission du signal et refocalisation . . . 79
3.6 Synthèse . . . 81

4 Étude de la focalisation spatio-temporelle 83
4.1 Dispositif & méthode . . . 83
4.1.1 Mesure non intrusive . . . 84
4.1.2 Montage . . . 85
4.1.3 Limitations du montage . . . 86
4.1.4 Méthode . . . 86
4.2 Influence de la durée de l'impulsion . . . 88
4.2.1 Amplitude du pic de RT : influence de la durée de l'impulsion . . . 88
4.2.2 Qualité de la focalisation . . . 93
4.3 Influence de la répétition d'impulsions . . . 98
4.3.1 Choix des paramètres de calcul . . . 99
4.3.2 Résultats . . . 100
4.3.3 Éléments de réponse sur l'origine de la dégradation de la focalisation . . . 102
4.4 Allongement et répétition d'impulsions, exemple de la thèse de B. Fragge . . . 104
4.5 Autre résultat : isolation en polarisation . . . 108
4.6 Synthèse . . . 110

5 Capteurs et initiateurs 113

5.1 Les Split Ring Resonators . . . 113
5.2 Dimensionnement et caractéristiques d'un SRR : modèle simplifié . . . 115
5.2.1 Fréquence de résonance et dimensions . . . 115
5.2.2 Taille du gap . . . 118
5.2.3 Géométrie du gap . . . 119
5.3 Dynamique et bande passante du SRR . . . 120
5.3.1 Première estimation : calcul analytique . . . 121
5.3.2 Deuxième estimation : correspondance entre la dynamique du SRR et la durée d'impulsion . . . 123
5.4 Pour aller plus loin : vers une optimisation du dimensionnement du SRR au travers d'une approche globale/système ? . . . 126
5.5 Détermination expérimentale de la résonance des SRR : premières méthodes . . . 127
5.5.1 Méthode 1 : Caractérisation en transmission . . . 128
5.5.2 Méthode 2 : Caractérisation en cavité réverbérante . . . 130
5.6 Boucles magnétiques . . . 131
5.7 Problématiques liées au positionnement relatif du SRR et de la boucle magnétique 132
5.7.1 Positionnement du SRR dans la tache focale . . . 132
5.7.2 Phénomène de couplage . . . 133
5.8 Solution faible couplage . . . 133
5.9 Sonde à couplage fort et méthode 3 de mesure de la résonance . . . 134
5.10 SRR utilisés . . . 136
5.11 Synthèse . . . 140

6 Claquage de plasmas par retournement temporel 141
6.1 Dispositif expérimental & méthode : rappels . . . 141
6.1.1 Dispositif expérimental . . . 141
6.1.2 Déroulement d'un essais de claquage . . . 142
6.2 Vérifications : premiers essais de claquage en CW pulsé . . . 143
6.2.1 Conditions pour claquer sur un SRR en régime CW . . . 143
6.2.2 Claquage sur un SRR mobile . . . 144
6.2.3 Claquage sur un couple boucle magnétique/SRR en CW . . . 145
6.2.4 Signature électromagnétique du plasma . . . 146
6.2.5 Autres observations & difficultés expérimentales . . . 147
6.2.6 Conclusion sur ces premiers essais en CW pulsé . . . 149
6.3 Critères pour claquer par retournement temporel et choix des paramètres du signal de RT . . . 149
6.4 Premiers essais de claquage par RT : échecs et stratégies envisagées . . . 152
6.5 Hypothèses pour expliquer l'absence de claquage et solutions proposées . . . 153
6.5.1 Hypothèse (1) : champ trop faible . . . 153
6.5.2 Hypothèse (2) : écart entre la boucle magnétique et le SRR trop grand . . . 153
6.5.3 Solution retenue . . . 153
6.6 Essais de claquage par retournement temporel à 4 GHz . . . 154
6.6.1 Premiers claquages . . . 154
6.6.2 Démonstration de la sélectivité . . . 155
6.6.3 Signature électromagnétique du plasma . . . 158
6.6.4 Estimation de l'énergie déposée dans le plasma . . . 159
6.6.5 Influence de la fréquence de la porteuse . . . 161

6.6.6 Influence de la durée du pic de RT . . . 162
6.6.7 Cas multi-impulsions . . . 164
6.6.8 Répétabilité du claquage . . . 166
6.6.9 Autres diagnostics plasma . . . 167
6.7 Synthèse . . . 168

7 Allumage de carburant par retournement temporel 169
7.1 Montage pour les essais d'allumage . . . 169
7.2 Déroulement d'un essai d'allumage . . . 172
7.2.1 Préparatifs . . . 172
7.2.2 Protocole expérimental . . . 172
7.3 Première campagne : premiers essais d'allumage . . . 173
7.4 Deuxième campagne : augmentation de la taille du gap . . . 174
7.4.1 Changements effectués . . . 175
7.4.2 Résumé des essais d'allumage . . . 176
7.4.3 Un essai d'allumage en détails : essai réussi n°2 du 08/10/2025 . . . 177
7.4.4 Problèmes liés au kapton . . . 180
7.4.5 Conclusion de la deuxième campagne . . . 181
7.5 Troisième campagne : modification de la manière dont sont attachés les SRR . . . 182
7.5.1 Solution avec fil de silice . . . 182
7.5.2 Essais réalisés . . . 182
7.5.3 Influence du kérosène sur la résonance du SRR . . . 183
7.5.4 Solutions potentielles . . . 184
7.5.5 Conclusion de la troisième campagne de claquage . . . 184
7.6 Synthèse . . . 185

Conclusion et perspectives 187

Liste des publications 191

Annexe A Correction du lien entre temps de réverbération et constante de temps 193

Annexe B Génération du signal de retournement temporel 195
B.1 Quelques rappels de traitement du signal numérique . . . 195
B.1.1 Signaux continus et discrets . . . 195
B.1.2 Lien entre domaine temporel et domaine fréquentiel . . . 195
B.1.3 Choix du domaine temporel ou fréquentiel . . . 196
B.1.4 Synthèse . . . 197
B.2 Organisation des calculs . . . 198
B.3 Lecture des fichiers de paramètres-S et création de la fonction de transfert . . . 199
B.4 Génération de l'impulsion . . . 200
B.4.1 Type d'impulsion . . . 200
B.4.2 Modulation de l'impulsion . . . 201
B.5 Génération du train d'impulsions (Optionnel) . . . 204
B.6 Calcul du signal à envoyer . . . 205
B.6.1 Transformation en signal 1bit . . . 205

B.6.2 Fenêtrage du signal 206
B.6.3 Signal à envoyer : inversion dans le temps 206
B.7 Préparation du signal pour l'AWG_{RT} 206
B.8 Calcul du signal reçu après RT 207

Annexe C Modification du spectre d'une impulsion lors de la création d'un train d'impulsions 209

Annexe D Dérive thermique des modes 213
D.1 Éléments théoriques 213
D.2 Estimation de la dérive thermique pour notre cavité 214

Annexe E Sélectivité du claquage sur les trois couples 215

Annexe F Photos de l'essai d'allumage du 07/10/2025 217

Bibliographie 219

Exemples 225

Documentation technique 229

Nomenclature

Abréviations

AWG	Générateur de signaux arbitraires (*Arbitrary Waveform Genetaror*)
BM	Boucle magnétique
CW	Signal sinusoïdal (*Continuous Wave*)
RT	Retournement temporel
RF	Radiofréquence (utilisé ici au sens large)
SRR	Anneau fendu résonant (*Split-Ring Resonator*)
VNA	Analyseur de réseaux vectoriel (*Vector Network Analyzer*)

Notations

Signaux

Les signaux dans le domaine temporel sont notés en minuscules ($x(t)$, par exemple) et leur contrepartie dans le domaine fréquentiel (ou spectral) en majuscule ($X(f)$, par exemple).

$S_{ii}(f)$, $S_{ij}(f)$	Paramètres-S en réflexion et transmission
$H_{ij}(f)$, $h_{ij}(t)$	Fonction de transfert, réponse impulsionnelle entre i et j
$Imp(f)$, $imp(t)$	Impulsion initiale
$R_i(f)$, $r_i(t)$	Signal reçu au point i
$E_{\rightarrow i}(f)$, $e_{\rightarrow i}(t)$	Signal à émettre pour focaliser sur (=cibler) le point i
$RT_i(f)$, $rt_i(t)$	Signal reçu après RT au point ciblé i
$R_{j,i}(f)$, $r_{j,i}(t)$	Signal reçu après RT au point j lorsque l'on cible le point i
$Train(f)$, $train(t)$	Train d'impulsions
$\delta(f)$, $\delta(t)$	Fonction delta de Dirac
$\mathrm{III}_{dt}(f)$, $\mathrm{III}_{dt}(t)$	Peigne de Dirac d'espacement dt
$\Pi_t(f)$, $\pi_t(t)$,	Fonction porte (temporelle)

Grandeurs générales

$\vec{E}$, $\vec{B}$	Champ électrique, magnétique
E, B	Norme du champ électrique, magnétique
f	Fréquence
Δf	Bande passante, intervalle de fréquence
λ	Longueur d'onde
t	Temps
Δt	Durée
x, y, z	Coordonnées d'espace
P, P_{atm}	Pression, pression atmosphérique

Retournement temporel, signaux et focalisation

f_c	Fréquence de la porteuse (*carrier frequency*)
dt	Délai entre deux impulsions
t_{rt}	Instant de refocalisation par RT
C_s, C_s^{max}	Contrastes spatiaux (voir définitions p.52)
C_t, C_t^{max}	Contrastes temporels (voir définitions p.52)
C_{st}^{max}	Contraste spatio-temporel (voir définition p.53)

Cavité

Q	Facteur de qualité
t_{reverb}	Temps de réverbération

Amplificateur

f_{rep}	Fréquence de répétition ($f_{rep} = \frac{1}{T_{rep}}$)
T_{rep}	Période de répétition ($T_{rep} = \frac{1}{f_{rep}}$)
Δt_{fen}	Durée de la fenêtre d'amplification

SRR

f_{res}	Fréquence de résonance
U_{gap}, E_{gap}	Tension, champ électrique dans le gap
g	Taille du gap
w, h, ϕ	Dimensions : épaisseur, hauteur et diamètre
C	Capacité
L	Inductance
R, R_{ohm}, Z_{rad}	Impédance, résistance ohmique, impédance radiative

Constantes

c	Vitesse de la lumière dans le vide ($c \approx 3 \cdot 10^8\,\mathrm{m \cdot s^{-1}}$)
ε_0	Permittivité diélectrique du vide ($\varepsilon_0 \approx 8{,}85 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{F \cdot m^{-1}}$)
μ_0	Perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 \approx 1{,}26 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{kg \cdot m \cdot A^{-2} \cdot s^{-2}}$)

Propriétés des matériaux

ε_r	Permittivité relative
μ_r	Perméabilité relative
ρ	Résistivité ($\rho = \frac{1}{\sigma}$)
σ	Conductivité ($\sigma = \frac{1}{\rho}$)

Opérateurs mathématiques

$x(t) \cdot y(t)$	Produit
$x(t) * y(t)$	Produit de convolution
$X(f)^*$	Conjugué complexe

Avant-propos

Avant de commencer le corps de ce manuscrit de thèse, je souhaiterais faire une remarque par rapport aux références. J'ai pris le parti de les séparer en plusieurs catégories :

— les **références**, simplement notées [**1**], renvoient à des articles, travaux scientifiques et ouvrages de référence dans le cadre de mes travaux de thèse.

— les **exemples**, notés [**E1**], indiquent les références utilisées uniquement à titre d'exemple et dont l'importance *dans le cadre de ma thèse* ne va pas plus loin. Il s'agit donc d'exemples de travaux (scientifiques ou non) menés sur un sujet, d'exemples d'applications ou d'anecdotes.

— les **documentations techniques**, notées [**D1**], font référence aux documentations des instruments, tables de propriétés physiques, ...

Séparer ces différentes catégories me permet de citer des exemples et les documentations techniques, sans alourdir la liste principale de références par des références secondaires.

Introduction

Contexte général

A l'heure actuelle, la plupart des avions et des hélicoptères sont équipés de turbomachines pour assurer leur propulsion. Ce type de moteur repose sur la combustion d'un mélange d'air et de carburant à l'intérieur d'un foyer aéronautique. L'allumage de ce type de moteur est une étape cruciale, que ce soit pour assurer un démarrage rapide ou un ré-allumage en vol. La maîtrise de l'allumage des chambres de combustion constitue donc un enjeu majeur pour l'opérabilité, la sécurité et la fiabilité dans le monde de l'aéronautique.

Dans la majorité des cas, l'allumage est réalisé à l'aide de bougies à arc. En effet, il s'agit d'une technologie robuste, éprouvée et peu coûteuse. Malgré cela, elle n'est pas sans problèmes, car plusieurs étapes complexes doivent s'enchaîner avec succès pour que la décharge de la bougie conduise à un allumage réussi. Les problèmes rencontrés sont principalement liés au positionnement de la bougie dans la chambre de combustion. Premièrement, le fait qu'elle soit fixée sur une paroi engendre d'importantes pertes thermiques par conduction (notamment à l'allumage, lorsque le moteur est froid) et, donc, une perte d'efficacité. Deuxièmement, il est nécessaire de prendre en compte l'écoulement à l'intérieur de la chambre de combustion et l'injection du carburant si l'on veut s'assurer que l'énergie délivrée par la bougie soit placée dans les zones propices à l'allumage, ces deux éléments pouvant évoluer en fonction des conditions de fonctionnement (régime moteur) et environnementales (pression, température). Pour finir, la localisation de la bougie doit aussi répondre à des contraintes géométriques liées à la chambre de combustion, mais aussi à l'assemblage et à la maintenabilité du moteur (la durée de vie de la bougie étant limitée).

Les travaux présentés ici s'inscrivent dans le cadre d'un projet de recherche visant à développer un nouveau système d'allumage micro-onde utilisant le principe du *retournement temporel* (RT) afin de déposer l'énergie nécessaire à l'allumage directement à l'endroit souhaité. Plus précisément, il s'agit d'utiliser le retournement temporel pour focaliser des micro-ondes en un point donné afin d'y générer (ou *claquer*) un plasma, ce plasma servant ensuite à allumer le mélange air/carburant. L'intérêt du retournement temporel vient de sa capacité à changer l'endroit du dépôt de l'énergie uniquement en modifiant la forme du signal micro-onde émis. En principe, il serait donc possible d'adapter la position où l'énergie est déposée en fonction des conditions rencontrées au démarrage (ou redémarrage) du moteur.

Remarque : En parallèle de cette thèse, le projet de recherche ANR Altiport 2 vise à mettre en application les connaissances acquises sur une maquette plus représentative d'une chambre de combustion réelle, la maquette MERCATO de l'ONERA. Ce projet de recherche est, tout comme ma thèse, une collaboration entre l'ONERA et le LAPLACE. Il comprend les membres de

mon équipe d'encadrement et j'ai aussi eu l'occasion de participer à ce projet par moments. Il a également permis l'achat de matériels utilisé durant cette thèse.

Travaux antérieurs

Cette thèse fait suite à deux autres thèses. Dans la première, V. Mazières [1] a démontré qu'il était possible de claquer des plasmas de manière *sélective*[1] à l'aide de micro-ondes focalisées par retournement temporel sur des *initiateurs* en forme de pointe[2]. Afin de faciliter le claquage, ces essais ont été réalisés dans de l'argon à très basse pression (environ 1 mbar). Il s'agissait donc de conditions très éloignées des conditions normales de fonctionnement d'une turbomachine aéronautique[3].

Dans la thèse suivante, B. Fragge [2] s'est intéressée au claquage de plasmas par retournement temporel dans l'air, à pression atmosphérique, puis à l'allumage de carburant. Le champ de claquage dans ces conditions étant trop élévé pour pouvoir claquer directement par retournement temporel (environ $3{,}6\,\mathrm{MV}\cdot\mathrm{m}^{-1}$), elle a employé des initiateurs de type Split-Ring Resonators (SRR). Ces initiateurs, en forme d'anneaux fendus, ont été choisis pour leur aspect résonant : lorsqu'ils sont excités par un signal micro-onde à leur fréquence de résonance, un champ électrique élevé est généré au niveau de la fente (ou *gap*). B. Fragge a ensuite montré que les plasmas ainsi obtenus pouvaient être utilisés pour allumer du carburant. Malgré ces succès, quelques doutes demeurent à la fin de sa thèse. En effet, n'ayant pas réussi à claquer avec une unique impulsion de courte durée (8 ns) refocalisée par retournement temporel, elle a dû utiliser des signaux de RT contenant plusieurs impulsions (de 4 à 7) de plus longue durée (200 ns). Or, on sait que l'allongement de la durée de l'impulsion dégrade la qualité de la focalisation spatiale (et temporelle) par retournement temporel (l'effet de la répétition d'impulsion sur la focalisation est quant à lui inconnu). Par manque de temps, cette dégradation de la focalisation n'a cependant pas pu être étudiée. B. Fragge n'a donc pas pu confirmer que le claquage des plasmas (et l'allumage subséquent) était bien dû à la focalisation des micro-ondes par retournement temporel sur l'initiateur visé, et non à l'injection d'un niveau de puissance élevé pendant suffisamment longtemps pour claquer en divers endroits, si tant est qu'un initiateur s'y trouve. Autrement dit, la capacité du retournement à claquer et à allumer de manière sélective dans ces conditions reste donc à prouver.

Objectifs

L'objectif de cette thèse est de démontrer la capacité du retournement temporel à allumer du carburant à l'endroit souhaité. Plus précisément, il s'agira de reprendre les travaux de B. Fragge sur l'allumage par RT, d'approfondir la compréhension des différents éléments entrant en jeu, puis d'apporter les éléments de justification permettant de déclarer, sans doute possible, que le retournement temporel micro-onde permet d'allumer du carburant.

La démarche sera donc la suivante. Dans un premier temps, il faudra étudier la focalisation spatio-temporelle (à basse puissance) afin de déterminer les limites à ne pas dépasser, en termes de durée et de nombre d'impulsions, si l'on souhaite claquer de manière sélective sur notre

1. C'est à dire que le claquage avait lieu uniquement à l'endroit visé, et non ailleurs.
2. Initiateur : dispositif permettant d'augmenter localement le champ électrique et ainsi faciliter le claquage.
3. Pour donner un ordre d'idée, une pression de 1 mbar correspond à une altitude d'environ 45 km, soit bien en dehors du domaine de vol des avions (et hélicoptères).

montage expérimental. Une fois cela fait, il faudra ensuite démontrer expérimentalement, à haute puissance, la capacité du retournement temporel à claquer de manière sélective, dans l'air, à pression atmosphérique. Pour finir, il s'agira d'utiliser les plasmas ainsi générés pour allumer du carburant, toujours en faisant attention à la focalisation spatiale. Si toutes ces étapes sont respectées, nous devrions avoir la preuve qu'il est possible d'allumer du carburant par retournement temporel à l'endroit souhaité.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'organise de la manière suivante.

Les Chapitres 1 et 2 seront principalement bibliographiques. Leur objectif est double. D'une part, il s'agit de montrer comment les problématiques rencontrées vis-à-vis de l'allumage peuvent conduire à un concept de système d'allumage par retournement temporel. Ainsi, nous verrons que l'allumage peut être réalisé à l'aide de plasmas, que les plasmas peuvent être créés à l'aide de champs électriques élevés et que le retournement temporel micro-onde peut être utilisé pour engendrer des champs électriques localement élevés. En parallèle de cela, ces deux chapitres permettront de comprendre les différents phénomènes entrant en jeu. En particulier, le Chapitre 1 se concentrera sur les problématiques d'allumage et de création de plasmas et le Chapitre 2 sur les cavités réverbérantes et le retournement temporel dans celles-ci. A l'issue de ces deux chapitres, il devrait être clair que le retournement temporel micro-ondes constitue une solution élégante au problème de l'allumage des turbomachines aéronautiques

Nous commencerons ensuite la partie de ce manuscrit dédiée aux travaux effectués durant ma thèse. Ainsi, au Chapitre 3, le dispositif expérimental utilisé sera présenté. Nous verrons que celui-ci est principalement constitué d'une cavité de grande dimension, d'une chaîne d'émission et d'une chaîne de réception des signaux ; nous présenterons les différents types d'antennes utilisées (pour émettre les signaux haute puissance ou réaliser des mesures) et le système d'injection sera très brièvement évoqué. Nous expliquerons aussi comment se passe une expérience de retournement temporel en pratique, de l'étape d'apprentissage initiale, à la réception des signaux après retournement temporel.

Le Chapitre 4 sera quant à lui dédié à l'étude de la focalisation spatiale et temporelle après retournement temporel. Cette étude sera menée à l'aide d'une approche mixte expérimentale/numérique. Nous verrons en particulier comment l'allongement et la répétition d'impulsions impactent l'amplitude du pic de refocalisation et la qualité de la focalisation spatiale. A l'issue de ce chapitre, nous devrions donc être en mesure de confirmer si le claquage pouvait avoir lieu de manière sélective lors des essais réalisés par B. Fragge, ou non.

Dans le Chapitre 5, nous nous intéresserons aux initiateurs utilisés, les SRR, et à certaines de leurs caractéristiques. Nous verrons ainsi quelques éléments permettant de les dimensionner (fréquence de résonance en fonction de leur dimension, taille du gap, ...), qu'ils possèdent un certain temps de réponse à respecter pour pouvoir les exciter convenablement et comment les caractériser. Les différents types de SRR utilisés durant cette thèse seront présentés. Nous aborderons aussi la manière de mesurer les signaux à proximité des SRR, que ce soit lors de l'apprentissage ou lors du retournement temporel. Cela permettra de s'assurer que la focalisation a bien lieu sur les SRR et non à côté. Nous évoquerons aussi les conséquences du fait de placer une antenne à proximité d'un SRR sur sa résonance (phénomènes de couplage).

Après ces trois chapitres de préparation, nous conduirons des essais de claquage au Chapitre 6. Nous commencerons d'abord par réaliser des essais de claquage à l'aide de signaux sinusoïdaux.

Cela permettra de vérifier notre capacité à claquer sur ce montage avec des signaux simples, mais aussi de se familiariser avec certains phénomènes apparaissant lors du claquage. Après ces vérifications, nous démontrerons ensuite la capacité du RT à claquer de manière sélective sur des SRR. Nous commenterons alors quelques uns des phénomènes observés.

Au Chapitre 7, nous passerons aux essais d'allumage de carburant. Malgré les nombreuses difficultés rencontrées, nous verrons que l'allumage est possible. Une partie significative de ce chapitre sera consacrée à expliquer les problèmes rencontrés.

Pour finir, nous dresserons un bilan de cette thèse et proposerons des perspectives d'amélioration pour la suite.

Chapitre 1

Allumage et plasmas

Les travaux de cette thèse reposent sur de nombreux phénomènes physiques. Afin de les expliquer clairement et d'en faire un état de l'art ciblé, il a été choisi de les répartir sur deux chapitres. L'objectif de ce premier chapitre est donc de présenter les problématiques liées à l'allumage des turbomachines aéronautiques et à la génération de plasmas.

Dans un premier temps, nous commencerons par effectuer quelques rappels sur les turbomachines aéronautiques et sur les différents systèmes d'allumage existant à l'heure actuelle. Nous expliquerons ensuite de manière simplifiée le processus d'allumage d'une chambre de combustion, puis nous aborderons brièvement les différents facteurs pouvant engendrer des difficultés d'allumage ou, pire, une extinction de la combustion. Pour finir cette section sur l'allumage, nous verrons, au travers de quelques explications sur la bougie à arc et d'une revue des systèmes d'allumage à l'étude à l'heure actuelle, que les plasmas sont particulièrement intéressants pour l'allumage.

Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons aux plasmas. Ainsi, nous rappellerons quelles sont leurs particularités vis-à-vis d'un gaz classique, que ce soit en termes d'interactions internes, d'interactions avec les ondes électromagnétiques et de composition (ions, électrons libres et espèces neutres). Nous passerons ensuite en revue les mécanismes conduisant à la création d'électrons libres, puis, pour finir, nous verrons que l'utilisation de champs électromagnétiques est particulièrement intéressante pour générer des plasmas.

1.1 Problématiques d'allumage et d'extinction en propulsion aéronautique

1.1.1 Brève introduction à la propulsion

Dans l'aéronautique et l'aérospatiale, les avions, hélicoptères, fusées, satellites et sondes sont généralement mis en mouvement, ou *propulsés*, à l'aide de *moteurs à réaction*[1]. Ce type de moteur utilise le principe d'action-réaction (d'où leur nom), selon lequel l'éjection (ou le déplacement) d'une quantité matière, généralement du gaz, dans une direction donnée engendre une poussée $\vec{F} = \dot{m} \cdot \vec{v_{ej}}$ (expression simplifiée) dans la direction opposée, avec $\dot{m}$ le débit massique de gaz et $\vec{v_{ej}}$ leur vitesse d'éjection. Pour augmenter la poussée, il est donc nécessaire d'augmenter le débit massique, la vitesse d'éjection ou les deux.

1. La nomenclature utilisée dans la vie courante n'est ici pas très claire. En effet, lorsque l'on parle de *moteur à réaction* on entend généralement les turboréacteurs (et leur dérivés), bien qu'il ne s'agisse que d'une sous-catégorie de moteurs à réaction.

Pour accélérer le fluide avant de l'éjecter (il s'agit là de tout l'enjeu de la propulsion), différentes méthodes ont été développées. Sans rentrer trop dans les détails, on retrouve : la propulsion à gaz froid (éjection d'azote ou d'ammoniaque sous pression sur les satellites, ...) ; la propulsion thermique (chimique, thermoélectrique ou nucléaire) où le fluide est chauffé (et comprimé) avant d'être éjecté ; la propulsion électrique (moteurs à ions, moteurs plasma, ...) et la propulsion mécanique (hélices, ...).

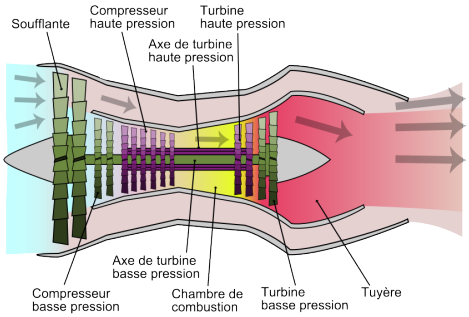


Figure 1.1 – Schéma d'un turboréacteur

(Crédits : K. Aainsqatsi, modifié par M0tty, CC BY-SA 3.0, via Wikimedia Commons)

Les turbomachines auxquelles nous nous intéressons dans cette thèse se trouvent à la croisée entre la propulsion thermique chimique et la propulsion mécanique. Ainsi, dans un turboréacteur (Figure 1.1) [2], l'air entrant est d'abord comprimé [3], réchauffé dans la chambre de combustion en y brûlant du carburant (le plus souvent du kérosène [4]), passe dans une turbine pour y récupérer une partie de son énergie, puis est détendu et accéléré dans une tuyère avant d'être éjecté à grande vitesse. Dans les turboréacteurs double flux [5], une partie de l'énergie récupérée dans la turbine est utilisée pour entrainer une soufflante qui génère un flux d'air secondaire. Pour finir, dans une turbine d'hélicoptère ou un turbopropulseur, la quasi-totalité de l'énergie du gaz est extraite dans la turbine pour entraîner l'hélice ou le rotor. Malgré ces différences, tous ces moteurs ont pour source d'énergie la combustion d'un mélange air/carburant et une architecture similaire. Dans le cadre de l'étude d'un nouveau système allumage, ils pourront donc être traités de manière identique.

Remarque : On notera que les problématiques d'allumage touchent en fait tous les moteurs faisant partie de la propulsion thermique chimique (turboréacteurs, statoréacteurs, moteurs fusées, ...), mais que l'on a choisi ici de se restreindre aux turbomachines aéronautiques.

1.1.2 Tour d'horizon des systèmes d'allumage

Le fonctionnement des turbomachines aéronautiques repose donc sur la combustion d'un mélange air/carburant. Nous proposons ici de faire un bref tour d'horizon des différentes techniques

2. Pour plus de détails sur les turboréacteurs, on pourra se référer à [3] par exemple.
3. En écrivant cela, je revis un peu les cours de propulsion que j'ai eu l'occasion de donner à l'IUT de Rangueil.
4. Le terme *kérosène* désigne en réalité plutôt une famille de carburants composés d'un mélange d'hydrocarbures (et quelques impuretés). Différentes variétés, aux spécifications plus ou moins exigeantes [4], existent en fonction de l'utilisation et des propriétés recherchées (température de fusion basse, point éclair élevé, ...). On retrouve par exemple le Jet-A1 dans l'aviation commerciale, le JP-8 dans l'aviation militaire, le JP-7 (conçu pour être utilisé sur les *Lockheed SR-71*), ...
5. Aussi appelés *turbofans* par anglicisme, surtout lorsque le flux secondaire est important.

permettant de démarrer la combustion ou de la redémarrer en cas d'extinction [6]. Ces différentes méthodes d'allumage peuvent être classées en deux grandes catégories : l'allumage spontané et l'allumage avec apport d'énergie extérieure.

Allumage spontané

L'allumage spontané correspond aux processus d'allumage où la combustion démarre sans apport d'énergie par un dispositif d'allumage. Il peut avoir lieu : lorsque les conditions de pression et de température adéquates (point d'auto-inflammation) sont atteintes (moteur diesel, détonations ou kérosène qui arrive dans une chambre de combustion déjà allumée [7]) ; par auto-inflammation, si les pertes de chaleurs sont trop faibles pour compenser une réaction exothermique de décomposition qui a lieu naturellement et que celle-ci s'emballe ; lors de la mise en contact du carburant et de l'oxydant, pour un mélange hypergolique [8] ; lorsqu'un composé pyrophorique entre en contact avec l'air [9] ou à l'aide d'un catalyseur.

Allumage avec apport d'énergie extérieure

L'énergie peut être apportée de différentes manières : par la combustion d'un autre mélange plus facile à enflammer, celui-ci pouvant utiliser des réactifs différents (dispositif pyrotechnique, composé pyrophorique [10], ...) ou les mêmes réactifs (flamme pilote ou *torch igniter*) ; via un élément chauffant ; par un arc (bougie à arc ou allumeur à jet plasma [5]) ; à l'aide de micro-ondes, de décharges radio-fréquences ou nanosecondes générant un plasma hors-équilibre ou encore à l'aide d'un laser (différents mécanismes existent [E3]).

Il existe donc de nombreuses façons de déclencher une combustion. Dans l'aéronautique, le dispositif d'allumage le plus utilisé à l'heure actuelle reste cependant la bougie à arc. Nous reviendrons dessus un peu plus en détails plus tard (à la section 1.1.7).

1.1.3 Phénoménologie de l'allumage

L'allumage d'une chambre de combustion (Figure 1.2) peut être décomposée en plusieurs grandes étapes [6], [7] :

1. le carburant est injecté dans la chambre de combustion via un injecteur et atomisé pour former un brouillard (ou spray). A la surface des gouttelettes, le carburant s'évapore ;
2. un signal électrique est envoyé à la bougie et, lorsque le champ électrique entre les électrodes de la bougie devient suffisamment élevé, un arc électrique se forme ;
3. si les conditions locales au niveau de l'arc sont favorables (stœchiométrie du mélange air-carburant, écoulement, ...) et si suffisamment d'énergie est déposée, le mélange d'air et de vapeur de carburant s'enflamme : un noyau d'allumage est né ;

6. On balaye donc un peu plus large que l'aéronautique.
7. Pour le kérosène, la température d'auto-inflammation est d'environ $210°C$ [D1].
8. En dehors des mélanges hypergoliques « classiques » pour fusées, comme l'hydrazine et ses dérivés (MMH, UDMH) avec le peroxyde d'azote (NTO), certaines études ont cherché à rendre le kérosène hypergolique avec l'oxygène (liquide) [4].
9. Quelques exemples sont le triéthylborane (TEB) et le triéthylaluminium (TEA), couramment utilisés sur certains moteurs fusée, ou les boranes, étudiés pendant la Guerre Froide en tant qu'additifs pour doper le kérosène et former des familles de carburants « exotiques » connus sous le nom de *zip fuels* ou *High Energy Fuels* [E1][4].
10. Comme, par exemple, le TEB utilisé pour allumer le moteur et la post-combustion des *Lockheed SR-71 Blackbird*. La quantité de TEB embarquée étant limitée (suffisamment pour 16 injections), le nombre d'allumage de la post-combustion au cours d'un même vol était donc lui aussi limité [E2].

4. toujours si les conditions sont favorables, le front de flamme grandit et se propage vers l'amont ;
5. si toutes les conditions sont réunies, la flamme se stabilise en aval de l'injecteur ;
6. dans les chambres de combustion où des bougies sont présentes à proximité de seulement certains injecteurs, la flamme doit aussi se propager au reste des injecteurs et de la chambre de combustion [8] (par exemple, dans les chambres de combustion annulaires).

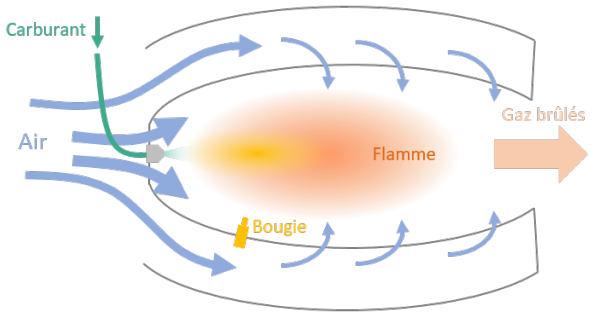


Figure 1.2 – Schéma d'une chambre de combustion

1.1.3.1 Injection et atomisation

L'étape d'injection et d'atomisation a deux objectifs principaux : répartir le carburant de manière correcte dans la chambre de combustion et augmenter la surface du liquide afin de faciliter son évaporation, la combustion ayant lieu en phase gazeuse. Dans le cas des injecteurs « swirlés », un des types les plus utilisés à l'heure actuel [3], le spray a une forme de cône creux (voir Figure 1.3), au milieu duquel se trouve une zone de recirculation dans laquelle pourra se stabiliser la flamme [7].

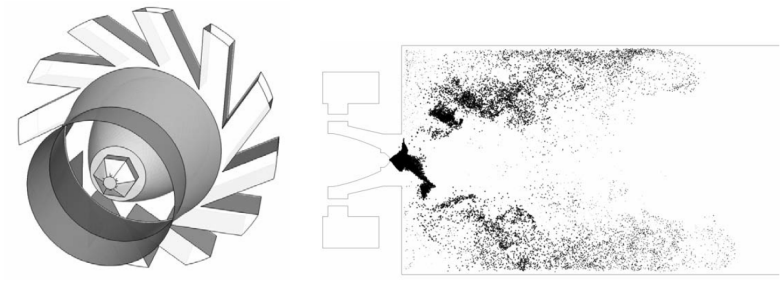
En sortie de l'injecteur, sous l'effet du mouvement et de la vitesse qui lui ont été imposés par le système d'injection, de ses propriétés physiques (densité, viscosité, tension de surface, ...), de son interaction avec la chambre de combustion (écoulement dans la chambre, impact sur les parois, ...), et des conditions d'opération (pression, température, ...), le jet de carburant initialement continu se fracture. Il forme d'abord des ligaments, puis des gouttes de grosse taille et difformes (atomisation primaire), celles-ci se transformant ensuite en gouttes de plus petite taille et de forme sphérique (atomisation secondaire). La surface totale de l'ensemble des petites gouttes étant élevée, l'évaporation du carburant est alors importante. La « qualité de l'atomisation » est donc liée au diamètre moyen des gouttes engendrées [11]. Elle est meilleure lorsque les gouttes sont petites.

De nombreux paramètres influençant le processus d'atomisation, nous n'approfondirons pas plus cette étape.

1.1.3.2 Évaporation des gouttes et combustion

Dans le spray, le carburant s'évapore à la surface des gouttes. Il se forme donc une zone contenant vapeurs de carburant et air, où la combustion peut avoir lieu. Une fois démarrée, l'énergie dégagée par la combustion réchauffe les gouttes, ce qui tend à augmenter leur taux

11. Plusieurs définitions du diamètre moyen existent. Par exemple, le Sauter Mean Diameter correspond au diamètre d'une goutte qui aurait le rapport volume/surface moyen des gouttes dans le spray.



(a) Vue 3D de l'injecteur (b) Distribution des gouttes sur la coupe médiane longitudinale

FIGURE 1.3 – Simulation numérique d'un injecteur swirlé (extrait de la thèse de SANJOSÉ [9])

d'évaporation, formant une boucle de rétroaction entre l'évaporation et la combustion. En fonction des conditions (fraction volumique de carburant, combustion ou non, ...), différents régimes peuvent donc exister.

Le régime le plus simple correspond à l'évaporation et combustion d'une goutte isolée. Dans ce cas, le carburant diffuse radialement depuis la surface de la goutte vers une flamme de diffusion l'entourant (voir Figure 1.4a). Ce régime peut être décrit de manière simplifiée dans le cas d'un gaz au repos par la « loi du d^2 » de SPALDING [10], donnant l'évolution du diamètre de la goutte en fonction du temps et de différentes grandeurs caractéristiques (densités du gaz et de la goutte, fractions massique de carburant et d'air, coefficient de diffusion, ...). Différents modèles prenant en compte des phénomènes supplémentaires (transferts de chaleurs dans la goutte, vitesse du gaz) ont par la suite été élaborés.

En réalité, la goutte n'est pas isolée puisqu'elle se trouve dans un spray : son évaporation est donc influencée par les gouttes voisines. Ces considérations ont par exemple conduit à l'élaboration de la « théorie du groupe de gouttes », où l'on considère le nuage de gouttes dans son ensemble. CHIU et al. [11] ont ainsi construit un modèle pour lequel différents régimes de combustion existent en fonction de la taille des gouttes et de leur espacement. Par exemple, la combustion peut avoir lieu autour de chaque goutte ou, à l'opposé, autour de l'ensemble des gouttes (voir Figure 1.4b).

Pour finir, le type d'écoulement, laminaire ou turbulent, influence aussi le régime d'évaporation et de combustion en déformant la structure de la flamme et en changeant la répartition des gouttes. Une étude s'intéressant à ce sujet est celle de REVEILLON et al. [E4].

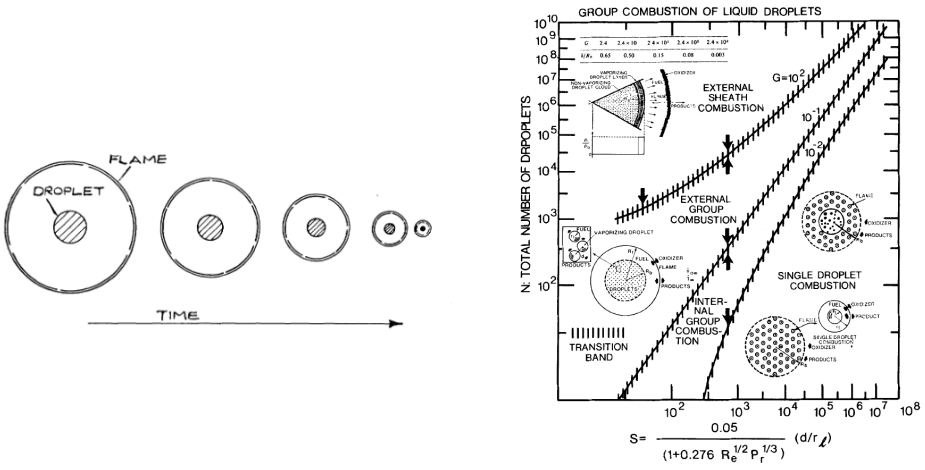
1.1.3.3 Création du noyau et entretien

Lors du claquage de la bougie une certaine quantité d'énergie est déposée dans un petit volume de mélange air/carburant : sa température augmente et des radicaux libres [12] sont créés. Le petit volume de mélange gazeux s'enflamme alors : un noyau d'allumage est créé.

L'énergie dégagée par la combustion [13] dans le noyau joue deux rôles : (1) elle chauffe les

12. Un radical libre est un atome ou une molécule disposant d'au moins un électron de valence seul sur une orbitale atomique. Cela rend le particulièrement réactif, puisqu'il cherche alors à appairer cet électron seul avec un électron provenant d'une autre espèce (atome, molécule, radical libre) [12]. Après appairage, ces électrons forment une liaison covalente entre les deux espèces d'origine.

13. Ou *enthalpie de réaction*.



(a) Goutte isolée
(extrait de Spalding [10])

(b) Groupe de gouttes
(extrait de Chiu et al. [11])

Figure 1.4 – Régimes d'évaporation et de combustion

réactifs pas encore assez chauds pour brûler, jusqu'à ce qu'ils s'enflamment et (2) elle réchauffe les gouttelettes de carburant, accélérant ainsi leur évaporation (voir section précédente). Une partie de cette énergie est aussi perdue par transfert thermique avec le milieu environnant : les électrodes au début, la paroi de la chambre (si elle est proche) et les gaz frais à l'extérieur du noyau.

L'entretien de la combustion dépend donc de la balance énergétique entre, d'un côté, l'énergie dégagée par la combustion du noyau et, de l'autre, l'énergie nécessaire pour évaporer au moins autant de carburant qu'il ne vient d'en être consommé, chauffer le mélange non-enflammé jusqu'à sa température d'auto-inflammation et compenser les pertes à la surface du noyau.

Ces considérations énergétiques permettent l'introduction de deux grandeurs [13] : le *diamètre de quenching* d_q et l'énergie minimale d'allumage E_{min} (*Minimum Ignition Energy* en anglais ou MIE). Le diamètre de quenching correspond à la taille minimale qu'un noyau doit avoir pour pouvoir s'auto-entretenir [14]. Si la taille du noyau est plus petite que d_q, l'énergie dégagée par la combustion n'est pas suffisante pour compenser les pertes et le noyau s'éteint.

La MIE correspond quant à elle à l'énergie qui doit être déposée pour chauffer un volume sphérique de diamètre d_q jusqu'à une température suffisante pour assurer son allumage. Cette MIE dépend de nombreux paramètres. Ainsi, des gouttelettes plus petites, une augmentation de la richesse ou de la pression conduiront à une diminution de la MIE (=allumage plus facile). Au contraire, un écoulement plus rapide qui augmente les pertes thermiques du noyau ou une température des réactifs plus faible la feront augmenter. Dans le cas d'une bougie à arc, l'espacement entre les électrodes et la durée de l'arc jouent aussi un rôle [13][14].

S'il survit à cette étape initiale, et en présence de conditions favorables, le noyau pourra grandir et engendrer un front de flamme qui se propagera vers l'injecteur avant de s'y stabiliser.

14. L'existence d'une taille minimale est due au fait que l'apport d'énergie par la combustion est un phénomène volumique, alors que les pertes sont fonctions de la surface externe du noyau.

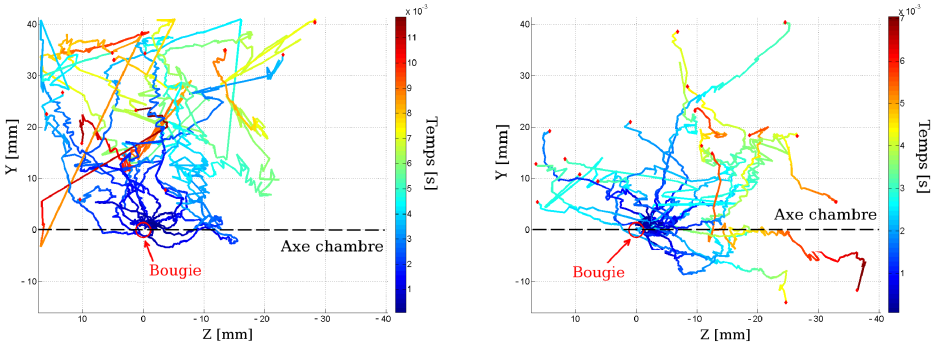
1.1.4 Difficultés d'allumage : faibles pressions et températures

L'obtention d'un domaine d'allumage le plus étendu possible est un des points essentiels lors de la conception d'une turbomachine aéronautique, à la fois pour des raisons d'opérabilité (localisation de l'aéroport, par exemple) et de sécurité (en cas d'extinction en vol). Les conditions les plus critiques se trouvent à haute altitude (et donc basse pression) et à basse température, le processus d'allumage étant globalement détérioré.

Ainsi, la dépendance de la forme du spray à la pression [6], peut rendre la position de la bougie moins adaptée. La moins bonne qualité de l'atomisation, du fait de la densité réduite de l'air à basse pression et des modifications des propriétés physiques du kérosène, diminue le taux d'évaporation [6]. A cela s'ajoute la plus faible température du carburant et du mélange qui doivent être chauffés davantage, déséquilibrant la balance énergétique dans le noyau. Ces différents facteurs contribuent à l'augmentation de la MIE lorsque la pression et la température diminuent [15]. Les parois particulièrement froides au démarrage peuvent aussi absorber une quantité significative d'énergie, ce qui peut conduire à l'extinction du noyau ou de la flamme (phénomène de *wall quenching*) [7]. La position de la bougie n'aide pas ici, puisqu'elle crée le noyau près de la paroi, maximisant les pertes thermiques alors que celui-ci est le plus vulnérable. Pour finir, une fois la combustion démarrée, celle-ci est aussi impactée par la pression et la température de l'air admis dans la chambre de combustion.

1.1.5 L'allumage, un processus stochastique

L'allumage est un processus stochastique. En effet, le processus d'injection, ainsi que la nature tourbillonnaire et turbulente de l'écoulement, génèrent des variations locales et temporelles des propriétés du mélange (richesse, taille des gouttes, ...) et de l'écoulement dans la chambre de combustion (vitesse, ...). Ainsi, pour des conditions moteurs similaires, différents scénarios peuvent avoir lieu : l'allumage peut avoir lieu sans problème ; la richesse au niveau de la bougie peut être inadaptée entraînant l'extinction immédiate du noyau ; le front de flamme peut se séparer à cause d'un tourbillon, avant de s'éteindre ; le noyau peut se faire aspirer vers l'aval ou encore progresser jusqu'à l'injecteur sans réussir à se stabiliser [E5] [7]. La Figure 1.5 montrant la trajectoire de différents noyaux d'allumage illustre ce côté aléatoire.



(a) Allumage de la chambre (b) Non allumage de la chambre

FIGURE 1.5 – Trajectoires de noyaux d'allumage (l'injecteur se situe à droite) (extrait de la thèse de LINASSIER [7])

Plusieurs claquages de la bougie sont généralement nécessaires avant d'arriver à allumer

une chambre de combustion, ce nombre pouvant varier fortement pour des conditions globales pourtant identiques. Par exemple, Lang et al. [E6] indiquent que 20 claquages étaient nécessaires en moyenne (avec un minimum de 9), pour allumer la chambre durant leur campagne d'essais (110 essais d'allumage sur la maquette MERCATO de l'ONERA). Read et al. [E5] notent quant à eux qu'il fallait jusqu'à 14 claquages pour ré-allumer lors d'une campagne d'essais.

La nature probabiliste de l'allumage a aussi été étudiée de manière numérique, l'avantage étant de pouvoir facilement réaliser des simulations pour différentes positions de la bougie et sur des géométries proches d'une chambre de combustion réelle [15]. Cela a par exemple permis à Garcia Rosa [6] et Linassier [7] de dresser des cartographies de la probabilité d'allumage en fonction de la position de la bougie.

1.1.6 L'extinction en vol : un danger réel ?

Les turbomachines reposent donc sur la combustion d'un mélange air/carburant : si celle-ci s'éteint le moteur s'arrête. Il faut donc pouvoir la redémarrer en cas d'extinction en vol, comme nous l'avons mentionné en introduction. Nous proposons donc ici de lister quelques situations pouvant mener à l'extinction du moteur (*flameout* en anglais) afin de montrer que ce risque est bien réel et qu'il peut arriver dans plus de situations que l'on ne pourrait penser.

Un moteur peut s'éteindre bien évidemment si la quantité d'oxygène est insuffisante, par exemple lorsque l'aéronef vole à très haute altitude (en dehors du domaine opératoire des moteurs) ; si les réserves de carburant sont épuisées (« panne sèche » ou *fuel exhaustion* en anglais), auquel cas il est impossible de redémarrer, ou en cas de panne de pompe à carburant [16].

En ce qui concerne les situations moins évidentes, on retrouve : un arrêt de l'alimentation des moteurs en carburant suite à une erreur de pilotage [17] ; une contamination du carburant (eau, bulles, ...) ; une mise à découvert de l'entrée des lignes d'admission de carburant, dans certaines orientations ou lors de manœuvres brusques (problèmes de ballotement ou *sloshing*), surtout lorsque les réservoirs sont peu remplis ; des dysfonctionnements du circuit d'alimentation lors de certaines manœuvres [18] ; l'arrivée de *trop* de carburant dans le moteur [E10] ; l'ingestion d'eau, de neige, de cristaux de glace ou de cendres volcaniques [19] [E10] ; des manœuvres entraînant une modification de l'écoulement externe ou interne, une diminution du débit d'air ingéré et/ou un décrochage du compresseur (problème atteignant principalement les avions de chasse dont les entrées d'air sont collées au fuselage [20]) ou le tir au canon ou de missiles, qui peuvent modifier l'écoulement et ses propriétés à l'entrée d'air et perturber le fonctionnement du moteur [21] [E14].

15. Moyennant un certain temps de calcul, bien évidemment.

16. Dans l'aviation générale, les checklists avant décollage et atterrissage incluent l'activation de la pompe électrique pour pallier une éventuelle panne de la pompe mécanique dans ces portions critiques du vol.

17. Cela arrive sur les appareils disposant de plusieurs réservoirs lorsque le pilote oublie de changer le sélecteur de réservoir en cours de vol. Ce type d'erreur est relativement courant dans l'aviation générale : sur 45 pannes de carburant ayant eu lieu entre 1998 et 2000, 7 étaient liées à ce type d'erreur d'après le BEA [E7]. Le sélecteur peut aussi être sur *OFF* avant le décollage, permettant le décollage, mais pas plus [E8].

18. Ce fût le cas des premiers *Supermarine Spitfire* dont les carburateurs avaient des difficultés à fonctionner en présence de g négatifs [E9].

19. Des essais d'ingestion d'eau sont réalisés dans le cadre de la certifications d'un moteur. Voir [E11] pour un exemple vidéo d'un tel essai. En ce qui concerne la glace et la neige, le risque est lié à leur accrétion dans le moteur ce qui perturbe le passage de l'air [E12].

20. L'accident fatal de K. Hultgreen (première pilote femme de l'*US Navy*) lors d'une tentative d'appontage à bord d'un *Grumman F-14 Tomcat* en 1994 est un triste exemple de ce type de problèmes.

21. Un exemple provient du développement du *Fairchild A-10 Thunderbolt II* où l'ingestion des gaz de combustion du canon par les moteurs pouvait conduire à leur extinction. La solution retenue a été de faire fonctionner en

L'extinction d'un moteur en vol peut donc survenir dans des situations diverses et variées, et sur tout type d'aéronefs. Dans les situations critiques, un redémarrage rapide du moteur est nécessaire, ce qui peut être incompatible avec le côté stochastique de l'allumage par bougie. Une solution pour prévenir les risques d'extinction est de faire claquer la bougie de manière répétée dans les situations à risques [3] [E13], même si cela accélère l'usure des bougies.

1.1.7 La bougie : fonctionnement et limites

Nous avons mentionné plusieurs fois jusqu'ici que l'allumage était réalisé à l'aide de bougies à arc. Il est donc désormais temps de s'y intéresser. Cela permettra de déterminer quels sont ses points forts et points faibles, et quels critères doit remplir un nouveau système d'allumage pour être une alternative crédible à la bougie. Il devrait aussi être possible de tirer de cette analyse quelques pistes sur la manière de réaliser ce nouveau système d'allumage.

1.1.7.1 Fonctionnement en bref

Une bougie à arc est essentiellement constituée de deux électrodes aux bornes desquelles est appliquée une forte différence de potentiel. Lorsque la *tension de claquage* est atteinte, une décharge en plusieurs étapes à lieu (pre-claquage, claquage, arc et incandescence ou *glow*) et un plasma apparaît entre les deux électrodes [12]. C'est ce que l'on appelle communément l'« arc électrique » ou l'« étincelle » d'une bougie [22]. L'énergie ainsi déposée lors du claquage permet d'atteindre la température d'auto-inflammation du mélange [16]. Deux types de bougies existent en fonction de l'endroit où a lieu le claquage [3]. Pour les premières, dites « à haute tension », l'arc est généré dans l'air, entre deux électrodes placées en vis-à-vis ou de manière radiale (l'une au centre et l'autre sur le côté, voir Figure 1.6a). Ces bougies sont davantage utilisées dans l'automobile. Elles requièrent des tensions de l'ordre de 25 kV pour atteindre le claquage. Pour le deuxième type de bougie, dites « à fort courant », les deux électrodes sont placées de manière radiale et l'arc est créé à la surface d'un semi-conducteur séparant les deux électrodes (Figure 1.6b). Les tensions de claquages sont plus faibles : de l'ordre de 2 kV. Ces bougies sont plutôt utilisées dans l'aéronautique.



(a) Bougie automobile

Sur cette bougie, l'arc est créé entre l'électrode centrale et les électrodes latérales (à droite de la photo).
(Crédits : Ren206, domaine public, via Wikimedia Commons)



(b) Bougie aéronautique

L'arc est créé à la surface (ici de couleur noire) entre l'électrode centrale et l'électrode extérieure qui l'entoure.
(Extrait de la thèse de B. Fragge [2])

FIGURE 1.6 – Exemples de bougies à arc

continu les bougies pendant les tirs au canon [E13].

22. Il y a donc de nouveau un problème de nomenclature. Dans le vocabulaire de la physique des plasmas, le terme « arc » désigne un type de plasma en particulier, alors que ce terme est utilisé avec un sens plus large dans « bougie à arc ». Il semble en être de même en anglais où l'on dit « *spark plug* », alors que le terme *spark* désigne un type de décharge en physique des plasmas (entre la décharge corona et l'arc).

Dans les deux cas, les bougies affleurent à la paroi de la chambre de combustion, la position exacte étant choisie de manière à ce que l'arc soit créé dans une zone propice à l'allumage. Pour allumer le mélange, la bougie claque de manière répétée avec une fréquence de l'ordre du Hertz pendant un certain temps. La quantité d'énergie stockée dans le système d'allumage est de l'ordre de 4 J à 12 J [5]. En raison des rendements des différents processus mis en jeu, seulement une partie cette énergie est transférée à l'étincelle, puis au gaz. Ainsi, Garcia Rosa [6] estime que pour le système d'allumage utilisé dans sa thèse, seulement 200 mJ environ sont effectivement déposés dans l'écoulement. Pour ce qui est de la durée de l'arc, celle-ci est de l'ordre de quelques millisecondes [12]. Sur certains systèmes, un réglage basse énergie est utilisé lorsque les bougies doivent fonctionner en continu (conditions propices à l'extinction) afin d'augmenter leur durée de vie [3].

Pour un exemple vidéo d'une bougie en fonctionnement, on pourra par exemple se référer à [E15].

1.1.7.2 Avantages et inconvénients

La bougie à arc est le système d'allumage le plus utilisé à l'heure actuelle dans l'aéronautique en partie grâce à sa robustesse et son relativement faible coût [23]. A cela s'ajoute sa longue histoire, celle-ci ayant été utilisée dès les premiers turboréacteurs il y a plus de 80 ans [E16] (et dans l'automobile encore avant). Il s'agit donc d'une technologie éprouvée et bénéficiant d'années d'améliorations.

Malgré cela, la bougie présente plusieurs problèmes, un certain nombre étant liés à sa position fixe à la paroi. Par exemple, il est impossible de changer le lieu du dépôt de l'énergie pour s'adapter aux variations de l'écoulement et de l'injection avec les conditions environnementales (pression et température) ou la situation de l'avion (au sol, en vol en train de lutter contre l'extinction ou de rallumer le moteur). Une quantité significative d'énergie est aussi perdue par échanges thermiques avec les électrodes de la bougie, puis avec les parois de la chambre de combustion, notamment lorsque le moteur est froid. Cette énergie n'est donc pas utilisée pour allumer le mélange et entretenir le début de la combustion. Ces problèmes dégradent l'allumage, les conditions les plus critiques étant à haute altitude et basse température.

Un autre problème est la durée de vie limitée des bougies, chaque claquage érodant un peu les électrodes [12]. L'environnement particulièrement agressif de la chambre de combustion (températures de l'ordre de 900 °C à 1700 °C) participe aussi à leur dégradation [24]. Cela induit des coûts de maintenance puisqu'il faut vérifier leur état et les changer [25].

Ces différents problèmes expliquent pourquoi le monde de l'aéronautique est à la recherche de nouveaux systèmes d'allumages innovants afin d'augmenter la sécurité et l'opérabilité des aéronefs.

1.1.8 Nouveaux systèmes d'allumage

Différents systèmes d'allumage sont à l'étude afin de remplacer (ou améliorer) la bougie, que ce soit dans l'aéronautique ou dans l'automobile [26]. Une proportion significative repose sur

23. De la dizaine d'euros à quelques milliers d'euros au maximum, il semblerait.

24. Certaines bougies sont refroidies par une arrivée d'air afin de les protéger, voir [5] ou [E17].

25. Pour un exemple vidéo montrant comment sont changées les bougies, voir [E17] (moteur *CFM56* sur un *Airbus A-320*) ou [E18] (moteur *GE90-90B* sur un *Boeing 777*).

26. Sur les « moteurs à essence », l'amélioration de l'allumage par bougie est particulièrement intéressante car cette étape à lieu à chaque révolution du moteur et pour chaque cylindre, c'est à dire quelques milliers de fois par

la création d'un plasma. Alors que l'arc d'une bougie est un plasma thermique qui apporte la chaleur nécessaire à l'allumage (et génère des radicaux libres), une partie des approches actuelles reposent plutôt sur des plasmas hors-équilibre dont la température est proche de l'ambiante [16]. L'intérêt de ce type de plasmas est sa capacité à créer des radicaux libres particulièrement réactifs, encourageant à la fois l'allumage et l'entretien de la combustion (applications de combustion assistée par plasma) [16]. Nous présentons ici rapidement quelques un de ces nouveaux systèmes d'allumage. Pour une liste plus exhaustive et plus d'informations, on pourra se référer aux revues de Starikovskaia [16] et Starikovskiy et al. [17].

1.1.8.1 Systèmes à arcs

La bougie à arc fait partie de cette catégorie de systèmes d'allumage. Une première approche consiste à essayer de l'améliorer. Ziegler et al. [E19] ont, par exemple, cherché à injecter l'énergie plus rapidement (en une dizaine de nanosecondes contre quelques millisecondes) afin d'améliorer l'efficacité du transfert de l'énergie vers le mélange. Des pertes thermiques réduites et un allumage pour des mélanges plus pauvres qu'avec une bougie ont été constatés. D'autres ont étudié l'influence du nombre d'électrodes de masse sur l'allumage [E20] : la bougie ayant une électrode de masse annulaire s'est révélée plus performante que celles comportant une ou plusieurs électrodes notamment grâce à des pertes thermiques réduites et une propagation initiale de la flamme facilitée par l'absence d'électrodes faisant obstacle.

Une approche différente est celle du jet plasma [E21] qui consiste à créer un arc dans une cavité cylindrique, cet arc étant ensuite éjecté sous l'action de la pression engendrée (*plasma jet*) ou à l'aide d'un champ électromagnétique (*rail igniter*). Ce système s'est lui aussi révélé plus apte que la bougie classique à allumer le mélange près de la limite pauvre. En revanche, des taux d'érosion importants ont été constatés.

1.1.8.2 Décharges nanosecondes

Des systèmes utilisant des décharges nanosecondes ont aussi été évalués (environ 10 ns à 40 ns avec des temps de montée de l'ordre de la nanoseconde). Ces systèmes utilisent une impulsion (Bentaleb et al. [E22]) ou plusieurs impulsions (Pancheshnyi et al. [E23] [27]) de l'ordre de quelques kV à plusieurs dizaines de kV et des électrodes placées en vis-à-vis (configuration plan-pointe, espacement $\approx 1-2$ cm). Ces auteurs notent que les plasmas engendrés sont de forme filamentaire (voir Figure 1.7a) : ils occupent donc plus d'espace qu'un arc de bougie classique. Cela permet notamment d'enflammer le mélange sur un plus grand volume et donc de brûler le mélange plus rapidement. En revanche, Pancheshnyi et al. [E23] ont constaté des difficultés à générer des décharges au delà de 2 bar.

1.1.8.3 Micro-ondes

Plusieurs études se sont intéressées à l'allumage à l'aide de plasmas générés par des dispositifs micro-ondes résonants. On peut par exemple citer les travaux de Pertl et al. [E24] ou Stevens et al. [E25] basés sur une cavité cylindrique semi-ouverte (*Quarter Wave Coaxial Cavity Resonator*, introduit originellement par von Hagen et al. [E26], Figure 1.7b) ou encore les travaux de Le et al. [E27] qui utilisent un résonateur planaire (*Flat Panel Igniter*).

minute.

27. Dans ces deux exemples, il s'agissait d'un mélange d'air et de propane.

Les micro-ondes peuvent aussi être utilisées pour apporter de l'énergie à un plasma existant. Cette solution a été explorée par Ikeda et al. [E28] sous la forme d'une bougie à arc contenant une antenne micro-onde.

Dans ces différentes études, une amélioration de l'allumage vis-à-vis de la bougie à arc a été constatée (augmentation de la vitesse de flamme, diminution de la limite pauvre).

Remarque : L'allumage par retournement temporel micro-ondes fait partie de cette catégorie de nouveaux systèmes d'allumage micro-ondes.

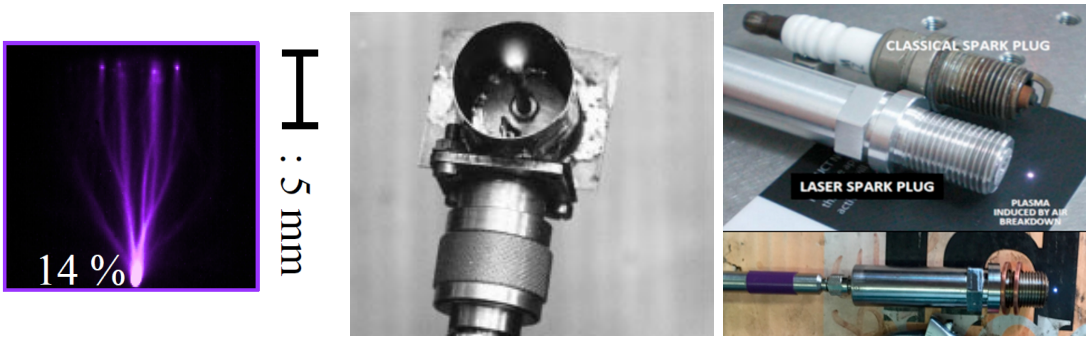
1.1.8.4 Bougie laser

Une dernière approche consiste à allumer le carburant à l'aide d'une bougie laser [E3]. En fonction du système choisi (longueur d'onde du laser, durée, ...) et de l'application désirée, quatre techniques peuvent être utilisées : l'initiation thermique (chauffage du mélange jusqu'au point d'auto-inflammation), les claquages résonant et non-résonant (génération d'un plasma d'air) et l'allumage photochimique (génération de radicaux libres).

Les différentes études réalisées montrent que l'allumage laser permet de diminuer la limite pauvre à l'allumage et d'augmenter la vitesse d'allumage. Il est aussi possible d'allumer à distance de la paroi et, sur certains systèmes, de faire varier cette distance. Fait intéressant, le plasma est créé dans l'air, sans initiateur (voir photo Figure 1.7c). En revanche, le faisceau laser peut être dispersé par les gouttelettes de carburant [E29] et la fenêtre optique salie, gênant l'allumage.

Pour plus de détails sur l'allumage laser et ses potentielles applications dans l'aéronautique et l'aérospatiale (turboréacteur, statoréacteur, propergols solides, ...), on pourra par exemple se référer à la revue de O'Briant et al. [E3].

Pour finir, on notera que l'utilisation d'une bougie laser à récemment été démontrée sur une turbine d'hélicoptère dans le cadre d'une collaboration entre l'ONERA, le laboratoire LOMA, Safran Helicopter Engines et Fybecryst [E29][E30].



(a) Décharge nanoseconde (mélange 14% propane/air, extrait de Bentaleb et al. [E22])

(b) Quarter Wave Coaxial Cavity Resonator, extrait de von Hagen et al. [E26])

(c) Bougie laser (extrait de Done [E31])

Figure 1.7 – Exemples de nouveaux systèmes d'allumage

1.2 Plasmas

Nous venons de voir, au travers du fonctionnement de la bougie à arc et d'une revue des différents système d'allumage en cours de développement, que l'utilisation de plasmas est une solution intéressante pour l'allumage. L'objectif de cette deuxième partie du Chapitre 1 est donc de présenter les plasmas, de comprendre comment il est possible d'en créer et leurs interactions avec les ondes électromagnétiques. Cela se fera notamment via une description simplifiée des phénomènes ayant lieu à l'échelle microscopique en leur sein [28].

1.2.1 Qu'est-ce qu'un plasma ?

Le plasma est un état de la matière, par certains aspects similaire à un gaz, dans lequel une partie des atomes ou des molécules qui le composent sont dans un état ionisé. Ainsi, on retrouve des ions (généralement positifs), des électrons libres et des neutres (les molécules ou atomes non-ionisés). Le plasma étant globalement neutre, on retrouve généralement un nombre égal d'ions positifs et d'électrons. Dans le plasma, les particules sont soumises à trois types d'interactions : des collisions ; des interactions longues distances entre particules chargées, via les champs électromagnétiques qu'elles génèrent, et l'effet des champs électromagnétiques externes. Les plasmas interagissent donc très bien (par rapport à un gaz) avec les champs électriques et magnétiques, malgré le fait qu'ils soient neutres à l'échelle macroscopique.

Les plasmas sont présents de manière abondante dans la nature. Quelques exemples incluent l'ionosphère, la foudre, les aurores boréales ou encore la couronne solaire. Il est aussi possible d'en créer pour des applications industrielles, scientifiques ou de la vie courante : on les retrouve, par exemple, dans les arcs électriques des bougies, dans les « tubes néons », dans la propulsion spatiale (moteurs à ions) ou dans de nombreux procédés de fabrication (soudure à arc, torche plasma, traitement de surface). La Figure 1.8 montre quelques exemples de plasmas.

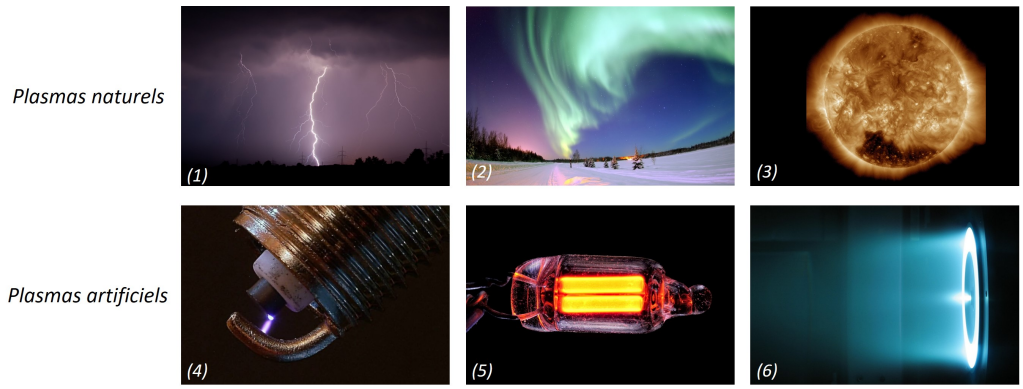


FIGURE 1.8 – Quelques exemples de plasmas [29]
(1) Foudre, (2) Aurore boréale, (3) Couronne solaire,
(4) Arc électrique d'une bougie, (5) « Lampe néon », (6) Moteur à effet Hall

28. Pour une description plus détaillée et rigoureuse, le lecteur intéressé pourra par exemple se référer à RAIZER [18] (ou FRIDMAN et al. [19]).

29. Crédits : (1) Mathias Krumbholz, CC BY-SA 3.0 ; (2) USAF Senior Airman J. Strang, domaine public ; (3) NASA/SDO (AIA), domaine public ; (4) Ralf Schumacher, CC BY-SA 3.0 ; (5) Junkyardsparkle, CC0 ; (6) Jet Propulsion Laboratory, domaine public. Images obtenues via Wikimedia Commons.

Ces différents exemples soulignent bien la diversité de caractéristiques et de milieux que l'on peut rencontrer dans le domaine de la physique des plasmas. Pour mieux caractériser cette grande diversité, les plasmas ont donc été regroupés en différentes catégories. Celles-ci sont basées sur une ou plusieurs des caractéristiques du plasma, ou sur les phénomènes ayant lieu en son sein. Les plasmas sont principalement classés en fonction :

— du **rapport entre l'énergie cinétique des électrons et des ions**. Dans le cas où elles sont similaires, on parle de *plasmas à l'équilibre thermodynamique*, aussi connus sous le nom de *plasmas thermiques*. Au contraire, si l'énergie cinétique des électrons est beaucoup plus grande que celle des ions, on parle alors de *plasmas hors-équilibres*. Le fait qu'il puisse exister un déséquilibre entre l'énergie cinétique des électrons et des ions s'explique par le grand écart en termes de masse entre les deux [30] : les électrons sont donc beaucoup plus facilement accélérés que les ions. L'équilibre thermodynamique entre les ions et les électrons est donc seulement atteignable si la température du gaz est suffisamment élevée, les ions ayant alors eux aussi une énergie cinétique élevée ;

— de leur **degré d'ionisation** α, c'est-à-dire du rapport entre le nombre d'ions n_i sur le nombre total de particules massives (ions + neutres) : $\alpha = n_i/(n_i + n_n)$. On parle alors de plasmas faiblement et fortement ionisés ou encore de plasmas partiellement ou totalement ionisés (dans ce cas $\alpha = 1$) ;

— de leur **densité** (en nombre de particules par unité de volume).

En plus de cela, il est aussi possible de distinguer les plasmas collisionnels ou non-collisionnels, les plasmas magnétisés et non-magnétisés, les plasmas poussiéreux [31], ...Un même plasma peut donc faire partie de plusieurs catégories en même temps.

1.2.2 Interactions avec les champs électromagnétiques

En présence d'un champ électromagnétique (externe ou induit), les particules chargées subissent une force de Lorentz $\vec{F}$ donnée par :

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B} \tag{1.1}$$

avec q la charge de la particule, $\vec{v}$ sa vitesse, $\vec{E}$ le champ électrique et $\vec{B}$ le champ magnétique. Le champ électrique $\vec{E}$ accélère ou ralentit donc les particules chargées (en fonction de leur sens de déplacement et de l'orientation du champ). Le champ $\vec{B}$ quant à lui ne fait que dévier leurs trajectoires. Dans les deux cas, ce sont les électrons qui sont les plus affectés du fait de leur masse beaucoup plus faible.

L'application d'un champ électrique externe constitue donc un bon moyen d'accélérer les électrons d'un plasma et, ainsi, d'augmenter leur énergie cinétique. Nous verrons comment cela peut être utilisé pour créer et entretenir un plasma plus tard.

L'attraction entre les ions positifs et les électrons empêche néanmoins une séparation totale des charges et maintient la neutralité du plasma sur des distances supérieures à une certaine valeur, appelée *longueur de Debye*, et sur des temps supérieurs au temps caractéristique de réponse des électrons [20] (les électrons se déplaçant plus facilement, ils ont une plus grande influence dans le maintien de la répartition des charges). Il est alors possible de montrer que

30. La masse d'un électron est environ 1800 plus faible que celle d'un proton.
31. C'est-à-dire contenant des particules solides.

la réaction des électrons aux ondes électromagnétiques incidentes empêche toute onde dont la fréquence est inférieure à une fréquence de coupure, appelée *fréquence plasma* f_p, de pénétrer dans le plasma [19]. Sa valeur est donnée par :

$$f_p = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \tag{1.2}$$

avec n_e la densité électronique, e la charge élémentaire, m_e la masse de l'électron et ε_0 la permittivité diélectrique du vide. La fréquence plasma est donc d'autant plus importante que la densité électronique est grande. Ce phénomène est, par exemple, responsable de la réflexion des ondes radios basses fréquences sur l'ionosphère ou sur les traînées de plasma des objets en rentrée atmosphérique (phénomène de blackout [32], réflexion sur les météores [E32]), comme l'illustre la Figure 1.9.

Au contraire, si la fréquence de l'onde incidente est supérieure à la fréquence plasma, celle-ci peut pénétrer dans le plasma et éventuellement y être absorbée. La puissance perdue à l'intérieur du plasma est transférée aux électrons libres qui sont accélérés et aux ions, participant ainsi à l'entretien du plasma (voir sections 1.2.4 et 1.2.5).

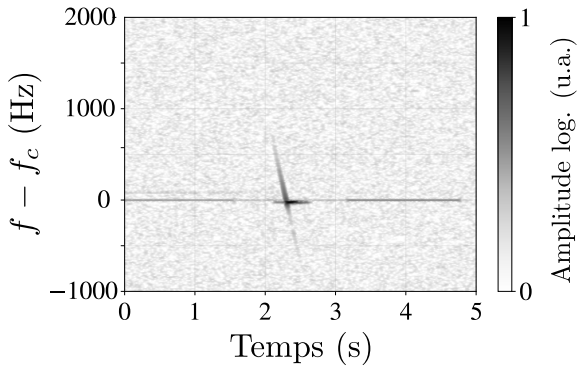


FIGURE 1.9 – Réflexion d'un signal radio sur un météore

Spectrogramme d'un signal reçu autour d'une fréquence $f_c \approx 140\,\text{MHz}$. L'émetteur distant est sous l'horizon et n'est pas visible directement : seules les réflexions du signal peuvent être captées. La première composante, de fréquence constante, correspond probablement à la réflexion sur l'ionosphère. La deuxième, décroissante, correspond à la réflexion du signal sur le météore (*meteor scatter*).

(Travaux personnels. Données acquises le 11 Août 2024 à 02h48 heure locale)

1.2.3 Interactions à courte distance : collisions

Du fait de leur agitation, les particules présentes dans un gaz ou dans le plasma entrent régulièrement en collision. Entre chaque collision d'une particule A avec une espèce B donnée [33], la particule n'a le temps de parcourir qu'une petite distance appelée *libre parcours moyen* $\lambda_m = \frac{1}{n_B \sigma}$, avec n_B la densité de l'espèce B et σ la section efficace de l'interaction en question. A ces interactions peut aussi être associée une *fréquence de collision* ν, fonction du libre parcours moyen (et donc de l'interaction) et de la vitesse des particules. Dans le cas de collisions avec des neutres, la fréquence de collision augmente avec la pression (puisque la pression dépend

32. Perte des communications avec un engin en rentrée atomsphérique.
33. Neutre, ion, électron.

de la quantité d'atomes ou de molécules). Afin de donner un ordre de grandeur, à pression atmosphérique, le libre parcours moyen d'un électron entre deux collisions élastiques avec un neutre est d'environ $\lambda_m = 1\,\mu m$ et la fréquence de collision associée de $\nu = 10^{12}\,Hz$ [19].

Les collisions entre particules peuvent être classées dans deux catégories principales : les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Les collisions élastiques correspondent aux collisions dans lesquelles les deux particules échangent seulement de l'énergie cinétique. Le nombre de particules ne change donc pas. De manière imagée, il s'agit du cas habituel de la mécanique classique où deux boules de billard entrent en collision. Les collisions élastiques permettent donc le transfert d'énergie cinétique d'une population ayant plus d'énergie cinétique (typiquement les électrons) vers une population en ayant moins (en général les ions et les neutres), favorisant ainsi l'obtention de l'équilibre thermodynamique (et le chauffage du gaz).

Les collisions inélastiques correspondent, quant à elles, aux collisions dans lesquelles l'énergie cinétique totale n'est pas conservée, l'énergie « perdue » étant utilisée par différents processus [19]. De plus, contrairement aux collisions élastiques, le nombre de particules n'est pas forcément conservé. Ainsi, une collision inélastique peut conduire à l'excitation d'un atome ou d'une molécule (au niveau électronique, vibrationnel ou rotationnel), à l'ionisation d'un neutre, à la dissociation d'une molécule, à la recombinaison d'une molécule, . . .Le terme « collisions inélastiques » regroupe donc en réalité une grande variétés de processus différents, dont le nombre est trop élevé pour tous les mentionner ici (pour plus de détails, on pourra par exemple se référer à [19]). On retiendra toutefois qu'elles jouent un rôle important pour la chimie puisqu'elle participent à la création de nouvelles espèces particulièrement réactives, d'où l'intérêt des plasmas pour la combustion [16]. Les collisions inélastiques participent aussi a la création (ou la disparition) des espèces chargées qui constituent le plasma, comme le montre la section suivante.

1.2.4 Création et disparition d'électrons libres

Comme expliqué précédemment, un plasma est constitué d'un mélange d'ions, d'électrons libres et de neutres. Pour créer un plasma, il faut donc générer des électrons libres et des ions à partir d'un gaz constitué d'atomes ou de molécules initialement neutres. Ces différentes espèces chargées peuvent ensuite disparaître au travers de différents processus. La formation et l'entretien des plasmas sont donc régis par la compétition entre, d'un côté, les mécanismes conduisant à la création d'espèces chargées et, de l'autre, les mécanismes entraînant leur disparition [34].

Les sous-sections suivantes listent quelques-uns des ces mécanismes en se concentrant sur ceux qui affectent les électrons. Une distinction sera faite en fonction du milieu dans lesquels ces mécanismes ont lieu : dans le gaz (ou le plasma) ou à la paroi.

1.2.4.1 Mécanismes d'ionisation volumiques : milieu gazeux et plasma

Pour arracher un électron à un atome ou à une molécule, c'est-à-dire l'ioniser, il est nécessaire de lui apporter une certaine quantité d'énergie nommée « énergie d'ionisation » [35]. L'ionisation peut se faire de plusieurs manières [18], [19] :

— par **collision d'un unique électron libre sur un neutre** (atome, molécule, radical), dans le cas où l'énergie de l'électron incident est supérieure à l'énergie d'ionisation. L'électron

34. Les mécanismes ne faisant pas intervenir les électrons libres ne seront pas mentionnés ici.

35. De l'ordre de $E_{ion\,N_2} \approx 15{,}6\,eV$ pour le diazote et $E_{ion\,N_2} \approx 12{,}1\,eV$ pour le dioxygène, les deux constituants principaux de l'atmosphère ($1\,eV = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\,J$).

libre initial n'étant pas capturé, on retrouve après impact deux électrons et un ion positif. Dans le cas où l'ion est moléculaire, il peut ensuite éventuellement se dissocier si l'énergie résiduelle est trop importante (ce qui peut être intéressant d'un point de vue chimique) ;

— par **collisions successives d'électrons**, dans le cas où l'énergie des électrons libres incidents est inférieure à l'énergie d'ionisation. Chaque collision augmente le niveau d'excitation du neutre, jusqu'à ce que l'énergie accumulée soit supérieure à l'énergie d'ionisation. Cependant, si les impacts d'électrons libres ne sont pas assez fréquents, le neutre peut retomber dans un état d'excitation inférieur (par exemple via l'émission d'un photon, ce qui rend les plasmas lumineux. Voir Chapitre 6). Ce mécanisme nécessite donc une densité électronique importante [19][18] ;

— par **collisions de particules « lourdes »** (ions ou neutres), lorsque l'énergie cinétique totale est supérieure à l'énergie d'ionisation. Pour cela, il faut que la température soit très élevée, l'énergie cinétique des atomes devant être au minimum de quelques électronvolts (1 eV correspond à une température de $T_{1eV} = 11\,605\,\mathrm{K}$). Cependant, même dans ce cas, la probabilité d'ionisation reste faible car le transfert de l'énergie cinétique de la particule lourde vers les électrons de valence est peu efficace [19]. On retrouve par exemple ce mécanisme d'ionisation dans la couronne solaire [20]. Si l'énergie cinétique totale des atomes entrant en collision est insuffisante, il est tout de même possible que l'ionisation ait lieu dans deux cas : si au moins un des atomes est dans un état excité (ionisation de Penning) ou via le processus d'ionisation associative où deux neutres forment un ion moléculaire et un électron [19] ;

— par **absorption d'un photon (photo-ionisation)**, lorsque l'énergie du photon est suffisante. Cela nécessite que l'énergie du photon soit élevée (faible longueur d'onde, $\lambda < 100nm$) ou que le neutre soit déjà excité. Ce mécanisme est par exemple présent dans l'ionosphère où les molécules absorbent les rayons ultra-violets en provenance du Soleil [20] ;

— par **détachement d'un électron** d'un ion négatif, sous l'effet de différents processus (impact d'électron, recombinaison ion-ion, ...). Après détachement, on retrouve un atome (ou molécule) neutre et un électron libre. Ce processus nécessite la présence d'ions négatifs au préalable.

1.2.4.2 Création d'électrons libres à la paroi

Des électrons peuvent aussi être générées à la surface d'un solide ou liquide. On retrouve notamment les mécanismes suivants [19] :

— l'**effet photoélectrique** : il s'agit là du pendant surfacique du mécanisme de photo-ionisation ayant lieu dans le gaz ou le plasma ;

— l'**émission thermo-ionique** : lorsqu'un matériau chauffé émet des électrons ;

— l'**émission par effet de champ** : où le champ électrique est suffisamment important pour arracher des électrons à la surface du métal (de l'ordre de $10^9\,\mathrm{V}\cdot\mathrm{m}^{-1}$) [19] ;

— l'**émission secondaire** : lorsque des électrons sont éjectés lors du bombardement de la surface par des ions, des électrons ou des photons. Divers sous-mécanismes existent ;

— la **désorption** : où des espèces chargées adsorbées à la surface (c'est à dire « collés ») se détachent [21], [22] [36].

1.2.4.3 Pertes d'électrons libres dans le plasma

Les électrons libres du plasma peuvent disparaître de différentes manières [19] :

— par **recombinaison ion-électrons**, où un électron libre est capturé par un ion positif pour former un neutre. L'énergie excédentaire de l'électron peut être évacuée via la dissociation de la molécule (si il s'agit d'une molécule), par une réaction à trois corps avec un autre électron ou via l'émission d'un photon au moment de sa capture [19] ;

— par **attachement des électrons aux molécules ou atomes** : certaines espèces gazeuses peuvent capturer un électron libre pour former un ion négatif. Encore une fois, différentes variantes de ce processus existent [19]. Ce phénomène a par exemple lieu avec le dioxygène de l'air [18], avec la vapeur d'eau ou encore avec l'hexafluorure de soufre (SF_6) utilisé dans les disjoncteurs pour éviter la création d'arc électriques ;

— par **diffusion** vers le milieu environnant, du fait de l'agitation des électrons et des ions En fonction de la densité, les électrons diffusent de manière libre (à basse densité) ou plus lentement et de manière conjointe avec les ions à cause des forces d'attraction (diffusion ambipolaire) [37].

1.2.4.4 Pertes d'électrons à la paroi

La paroi peut elle aussi jouer un rôle important dans la disparition des espèces chargées. Parmi les mécanismes entrant en jeu, on retrouve :

— la **« capture » des électrons à la paroi** métallique ou diélectrique, par exemple dans le cas d'un arc électrique se produisant entre deux électrodes ;

— l'**adsorption** (phénomène inverse de la désorption), où les électrons se « fixent » à la paroi sans toutefois rentrer dans le matériau [38].

1.2.4.5 Électrons germes

Un certains nombre de mécanismes volumiques nécessitent des électrons libres pour créer de nouveaux électrons libres, qui en créeront eux-mêmes de nouveaux et ainsi de suite ...La question suivante se pose alors : « d'où viennent les premiers électrons ? ».

Ces électrons initiaux, appelés *électrons germes* peuvent avoir plusieurs origines. Si l'on se trouve à proximité d'une paroi, ils peuvent être engendrés par un des mécanismes pariétaux (effet photoélectrique, désorption [22], [24], ...). Loin de toute paroi il est toutefois toujours possible de trouver des électrons germes. Ceux-ci sont par exemple générés par les rayons cosmiques [18] ou la radioactivité [39].

36. C. Jodet et moi avons pu observer, au premier rang, ce qui semblait être un phénomène de photo-désorption lors d'expériences menées par T. Delage dans le cadre de sa thèse [23], phénomène que nous avons affectueusement nommé « effet loup-garou ».

37. Cette diffusion est plus lente car les ions sont plus massifs, ont plus d'inertie, et donc une vitesse généralement plus faible.

38. L'a*d*sorption est donc différente de l'a*b*sorption, où les espèces rentrent à l'intérieur du matériau (par exemple dans une électrode) et s'y propagent ensuite éventuellement.

39. Certains tubes fluorescent (« tubes néon ») contiennent des traces d'éléments radioactifs afin d'aider leur démarrage [E33].

1.2.5 Création de plasmas à l'aide d'un champ électrique

Dans la sous-partie précédente, nous avons vu différents mécanismes d'ionisation contribuant à la formation et l'entretien d'un plasma. Deux d'entre eux reposent sur les collisions entre électrons libres énergétiques et neutres. La question est donc de savoir comment augmenter l'énergie cinétique des électrons libres et, ainsi, créer un plasma. L'application d'un champ électrique est un bon moyen d'y répondre.

1.2.5.1 Principe de base

Le principe de base du claquage à l'aide d'un champ électrique est le suivant. Sous l'effet d'un champ électrique $\vec{E}$, un électron subit une force $\vec{F} = -e\vec{E}$ (avec $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}\,\mathrm{C}$) qui l'accélère (ou le ralentir, avant de l'accélérer, s'il était « à contre sens »). Plongé dans un champ d'une intensité de $1\,\mathrm{V} \cdot \mathrm{m}^{-1}$, l'énergie qu'il gagne ainsi est, *par définition*, de 1 eV par mètre parcouru, énergie qu'il faut comparer à l'énergie d'ionisation du gaz (14,5 eV pour l'azote, par exemple).

Les électrons ne peuvent cependant être accélérés que sur une courte distance (le libre parcours moyen), ou pendant un court temps, avant d'impacter d'autres particules et leur transférer de manière élastique ou inélastique une partie de l'énergie qu'ils ont accumulée. Cela est d'autant plus problématique que la direction des électrons après une collision est aléatoire : ils peuvent donc temporairement être « à contre sens » vis-à-vis du champ et « perdre du temps » à être temporairement décélérés. Si les électrons n'arrivent pas à accumuler suffisamment d'énergie, l'ionisation du gaz devient difficile, voire impossible [40]. La solution est alors d'augmenter le champ électrique pour fournir plus d'énergie aux électrons entre deux collisions.

Une fois le niveau d'énergie requis atteint, des collisions ionisantes peuvent avoir lieu. A chacune d'entre elles, un nouvel électron libre est généré. Ceux-ci sont alors accélérés à nouveau par le champ électrique et peuvent ioniser d'autres neutres, ...Cette réaction en chaîne, donnant de nombreux électrons libres à partir d'un électron initial, porte le nom d'*avalanche électronique*. La rapidité avec laquelle une avalanche génère de nouveaux électrons libres dépend du taux de perte d'électrons à chaque étape (attachement, ...) et de la dissipation de l'énergie par les collisions non-ionisantes. Si elles sont trop élevées, l'avalanche peut même s'arrêter rapidement. En revanche, si le taux d'ionisation est supérieur au taux de perte, la densité électronique augmente très rapidement et un plasma apparaît : c'est le *claquage*.

Cette vision simplifiée est modifiée en présence d'électrodes. Ainsi, la cathode joue le rôle de source d'électrons libres via les phénomènes surfaciques présentés précédemment (émission thermo-ionique, émission secondaire [41] ou effet photoélectrique). Ceux-ci généreront eux-mêmes de nombreux autres électrons libres sur leur chemin vers l'anode [42] avant d'y être captés. Par ailleurs, des accumulations de charges peuvent aussi avoir lieu à proximité des électrodes. On notera que les électrodes pourront continuer à jouer un rôle important en tant que source et puits à électrons une fois le plasma établi, comme c'est le cas dans les arcs électriques.

Remarque : Différents critères existent pour déterminer le moment du claquage, c'est à dire la transition de l'état gaz *à* l'état plasma *: une augmentation de la densité électronique d'un facteur* 10^8 *[25], l'apparition de lumière ou une augmentation de la conductivité électrique [18][25].*

40. Pour rappel, dans le cas du mécanisme d'ionisation par impacts successifs, le neutre peut se désexciter au bout d'un certain temps, variable en fonction du type d'état d'excitation (métastable ou non) et du processus.

41. Les ions positifs participent à l'émission secondaire au niveau de la cathode.

42. La trajectoire des électrons libres comprend une composante aléatoire, due aux collisions, et une composante moyenne, du fait du champ électrique (*vitesse de dérive*).

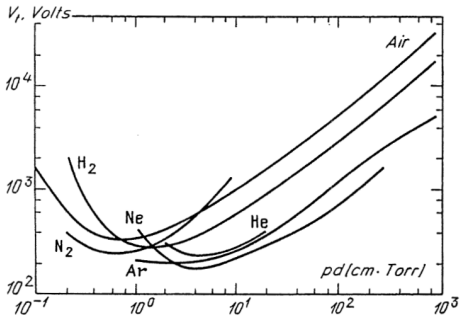


Figure 1.10 – Loi de Paschen pour différents gaz
(extrait de Raizer [18])

1.2.5.2 Loi de Paschen

Ces considérations à l'échelle microscopique se retrouvent à l'échelle macroscopique, notamment dans la *loi de Paschen* [26] qui donne la différence de potentiel V_B, ou *tension de claquage* (*breakdown voltage*), à appliquer *entre deux électrodes* pour claquer en fonction du produit *pression* × *distance* :

$$V_B = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)} \tag{1.3}$$

avec p la pression, d la distance inter-électrode, B et C deux constantes caractéristiques des électrodes et du gaz. La Figure 1.10 donne la tension de claquage d'après la loi de Paschen pour quelques gaz nobles et diatomiques en fonction du produit pd[43]. Cette figure met bien en évidence la présence d'une tension de claquage minimale pour une certaine valeur de pd. Ainsi, lorsque la pression augmente, le libre parcours moyen diminue et il faut augmenter la tension pour claquer (à d fixée). A très basse pression, la tension de claquage augmente aussi car la densité de neutres devient trop faible : le libre parcours moyen des électrons peut alors devenir supérieur à la distance inter-électrodes et les électrons entrent rarement en collision avec les neutres[44].

On pourra retenir comme ordre de grandeur que le champ de claquage (*breakdown field*) dans l'air à pression atmosphérique est d'environ $E_B = 3{,}6\,\mathrm{MV \cdot m^{-1}}$.

1.2.5.3 Champs électriques oscillants

En présence de champs électriques alternatifs, la situation se complexifie encore plus puisque les forces qui s'appliquent sur les électrons changent de direction au cours du temps. Le seuil de claquage E_B devient donc dépendant de la fréquence d'oscillation du champ f_{champ}. Dans le cas où la fréquence d'oscillation du champ est très grande devant la fréquence de collision ($f_{champ} \gg \nu_m$), les électrons se mettent à décrire un mouvement oscillatoire, ce qui limite l'énergie qu'ils peuvent acquérir. Le seuil de claquage augmente donc avec la fréquence f_{champ}. Au contraire, si le champ oscille très lentement devant la fréquence de collision ($f_{champ} \ll \nu_m$), les électrons entrent en collision avant de ressentir le changement de direction du champ : tout se passe donc comme s'ils étaient soumis à un champ électrique stationnaire effectif. Entre ces deux case, se situe $f_{champ} \approx \nu_m$ où le champ de claquage est minimal [18]. On notera qu'à pression

43. Pour rappel : $1\,\mathrm{Torr} = 1\,\mathrm{mmHg} \approx 1{,}33 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{bar}$
44. Il faut donc que chaque électrons qui impacte un neutre apporte beaucoup d'énergie.

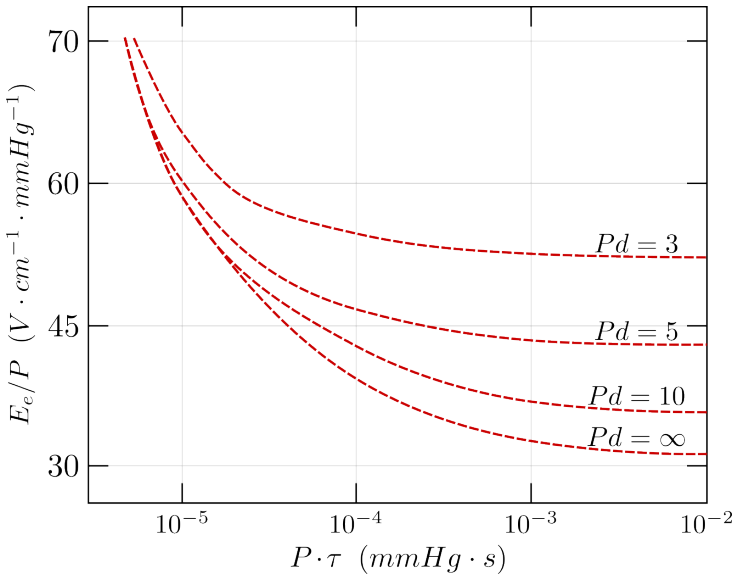


FIGURE 1.11 – Champ de claquage réduit en fonction du produit *pression* × *durée* τ (adapté de GOULD et al. [25])

(Paramètres : E_e = champ effectif de claquage en $V \cdot cm^{-1}$, p = pression en mmHg, d = distance inter-électrode et τ = durée de l'impulsion en secondes)

atmosphérique $\nu_m = 10^{12}$ Hz. Les micro-ondes que l'on utilise dans cette thèse ont des fréquences comprises entre $2{,}4 \cdot 10^9$ Hz et $4 \cdot 10^9$ Hz. On se trouve donc dans le cas $f_{champ} << \nu_m$.

De même que précédemment, la présence d'électrodes et la taille de gap associée jouent un rôle [27]. Ainsi, pour de très basses fréquences, les électrons et les ions ont le temps d'atteindre l'anode et la cathode avant l'inversion de polarité du champ. Lorsque la fréquence augmente, les ions, dont la vitesse de dérive est plus faible, n'ont plus le temps d'atteindre la cathode entre deux oscillations et se retrouvent donc piégés au milieu du gap, réduisant le taux d'émission secondaire par impact. Pour finir, pour des fréquences suffisamment élevées, les électrons peuvent eux-aussi se retrouver piégés dans le gap et ne sont plus absorbés par les parois. Leur densité peut donc augmenter plus facilement dans le gap, ce qui résulte en une diminution du champ de claquage E_B.

1.2.5.4 Durée d'application du champ

Un autre paramètre à prendre en compte est la durée d'application du champ électrique (oscillant ou non). En effet, auparavant, nous avons considéré que le champ était appliqué pendant une durée « infinie », laissant potentiellement le temps à l'énergie cinétique moyenne des électrons d'augmenter et à la densité d'électrons libres de s'accroître jusqu'à une certaine valeur seuil où le claquage a lieu. Cette valeur seuil est indépendante de la durée d'application du champ. Pour une excitation plus courte, il faut donc produire la même quantité d'électrons libres, mais en moins de temps. Toutes choses égales par ailleurs, le seul moyen de produire des électrons libres plus rapidement est d'augmenter l'intensité du champ électrique. Le champ de claquage augmente donc lorsque la durée d'application du champ diminue [25][28], comme l'illustre la Figure 1.11.

Pour finir, on notera que le fait de répéter des excitations de courte durée peut conduire à une réduction du champ de claquage (dans la limite du champ de claquage en régime continu), quelques électrons libres pouvant rester entre deux excitations successives [25].

1.2.6 Problèmes liés aux plasmas atmosphériques

Dans cette thèse, nous cherchons à claquer des plasmas dans de l'air ambiant à pression atmosphérique. Quelques difficultés en découlent. Celles-ci ont déjà été évoquées dans les sections précédentes, mais nous les répétons ici pour plus de clarté.

La première difficulté est liée à la pression élevée, du moins pour le domaine de la physique des plasmas. En effet, lorsque la pression augmente, la fréquence de collision des électrons augmente aussi (inversement, leur libre parcours moyen diminue). Il est donc plus difficile d'accélérer les électrons entre deux collisions : pour compenser cela, il faut augmenter le champ électrique appliqué. Ce phénomène est très bien illustré par la courbe de Paschen présentée plus haut [45] (Figure 1.10).

Par ailleurs, l'air ambiant contient un certain taux d'humidité que l'on ne contrôle pas forcément et qui peut varier d'un jour à l'autre. L'humidité est problématique car elle tend à faire augmenter la tension de claquage, même si cette influence reste assez faible. Ainsi, Schmid [29] et Li et al. [30] donnent des variations de tension de claquage de l'ordre de 10% à 20% lorsque l'humidité relative varie de 0% à 100% [46]. Cette tension de claquage plus élevée est en partie due à la captation des électrons libres par les molécules d'eau via le phénomène d'attachement dissociatif [29] [30].

1.3 Synthèse

Ce premier chapitre était divisé en deux grandes parties.

Dans une première partie, nous nous sommes intéressés aux problématiques liées à l'allumage dans le monde de l'aéronautique. Nous avons ainsi vu que l'allumage du mélange air/carburant sur lequel repose le fonctionnement des turbomachines est un processus comprenant plusieurs étapes : injection et atomisation du carburant, dépôt d'énergie par la bougie, création d'un noyau, puis propagation et stabilisation de la flamme. Ce processus comporte cependant une part d'aléatoire et peut donc échouer, même dans des conditions globalement propices à l'allumage. Il est donc nécessaire de faire claquer la bougie plusieurs fois afin de maximiser les chances d'allumage. Ces difficultés à allumer sont exacerbées à haute altitude et à basse température.

La conception d'un nouveau système d'allumage permettant de fiabiliser l'allumage pourrait donc être bénéfique au monde de l'aéronautique (et de la propulsion en général). Celui-ci doit pouvoir allumer la chambre de combustion au sol, mais aussi pouvoir la rallumer en cas d'extinction en vol. Il doit aussi présenter une bonne durée de vie, et ce, malgré les conditions agressives de la chambre de combustion et une utilisation potentielle pendant de longues périodes (prévention de l'extinction). Un axe d'amélioration vis-à-vis de la bougie à arc pourrait être la capacité à déposer l'énergie nécessaire à l'allumage à l'endroit souhaité, possiblement loin de la paroi.

Le fonctionnement de la bougie à arc, qui consiste à créer un arc électrique, un type de plasma thermique, montre en partie l'intérêt des plasmas pour allumer. Notre nouveau système

45. En toute rigueur, la loi de Paschen correspond à un champ électrique stationnaire.

46. Ces valeurs ont été estimées à partir des données de Schmid [29] et Li et al. [30], sur la base d'une pression de 1 atm, d'une température de 20 °C et d'une pression de vapeur saturante de $P_{vap} = 2{,}34$ kPa.

d'allumage pourrait donc lui aussi utiliser des plasmas. Cette direction vers l'allumage plasma est confortée par les travaux sur l'allumage à l'aide de plasmas, hors-équilibres cette fois-ci, commencés depuis plusieurs décennies déjà.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes donc intéressés aux plasmas. La présentation faite était très simplifiée, mais nous a quand même permis de retenir quelques points importants pour cette thèse. Premièrement, nous avons vu que les plasmas sont constitués d'un mélange d'électrons libres, d'ions et de neutres présentant divers états d'excitation. Cela fait qu'ils interagissent très bien avec les ondes électromagnétiques, les absorbant ou les réfléchissant en fonction de la densité électronique et de la fréquences des ondes incidentes. Par ailleurs, les différentes espèces entrent en permanence en collision générant ainsi des électrons libres, des ions et des espèces réactives ce qui est propice à la mise en place de réactions chimiques (et donc à la combustion).

Pour créer et entretenir un plasma il est nécessaire de compenser la perte constante d'électrons libres, par la génération de nouveaux électrons libres. Pour cela il est possible de s'appuyer sur le mécanisme d'ionisation par impact d'électrons et d'autres phénomènes à proximité de la paroi. Pour que ce phénomène ait lieu, il est nécessaire d'accélérer les électrons à l'aide de champs électriques intenses, ceux-ci pouvant être continus ou oscillants. Nous retiendrons aussi que le claquage est favorisé par l'augmentation de l'intensité du champ électrique, cela étant d'autant plus nécessaire que la pression est élevée ou que les pertes d'électrons augmentent.

Dans le chapitre suivant, nous essayerons de comprendre ce qui peut se passer d'un point de vue électromagnétique lorsque l'on injecte des mico-ondes dans une chambre de combustion, puis comment concentrer les micro-ondes en un point à l'aide du retournement temporel pour essayer de claquer à un endroit précis.

Chapitre 2

Cavités électromagnétiques et retournement temporel

Dans le Chapitre 1, nous avons vu que pour allumer une chambre de combustion, il peut être intéressant d'utiliser des plasmas, et que ces plasmas peuvent être générés à l'aide de champs électromagnétiques. Il donc temps de voir ce qui se passe lorsque l'on injecte des ondes électromagnétiques dans une chambre de combustion.

Les chambres de combustion auxquelles nous nous intéressons sont constituées de parois métalliques qui réfléchissent les ondes électromagnétiques. Une onde injectée dans d'une chambre de combustion se retrouve donc confinée à l'intérieur (aux fuites près, par les entrées et sorties d'air). C'est ce qu'on appelle une *cavité réverbérante* en électromagnétisme [1]. Le premier objectif de chapitre est donc d'expliquer ce qui se passe dans une cavité lorsque l'on y injecte des ondes électromagnétiques. Nous verrons que le champ s'organise sous forme de modes possédant chacun une fréquence de résonance et qu'il est possible de stocker de l'énergie dans ces modes [2]. La caractérisation des cavités en régime permanent et en régime transitoire sera brièvement abordée. Quelques-uns des paramètres principaux permettant de qualifier les cavités réverbérantes seront aussi présentés. Comme nous pourrons le voir, les cavités réverbérantes présentent un défaut majeur pour le claquage : lorsqu'un seul mode est excité, il n'est pas possible de choisir l'endroit où le champ est maximal et, donc, où a lieu le claquage. Nous montrerons que l'introduction d'un autre type de résonateur, le Split-Ring Resonator (SRR), permet d'augmenter localement le champ, sans toutefois pouvoir changer le lieu du claquage. Une nouvelle méthode doit donc être introduite pour pouvoir choisir où l'on claque.

La seconde partie de ce chapitre sera donc consacrée au retournement temporel et à son application principale : la focalisation d'ondes, électromagnétiques dans notre cas. Nous verrons que différentes techniques de retournement temporel existent dont le retournement temporel monovoie en cavité réverbérante. Cette technique est particulièrement intéressante, car elle nécessite uniquement de connaître la fonction de transfert entre l'antenne d'émission et le point ciblé. Les paramètres influençant la qualité de la focalisation et les moyens de la quantifier seront ensuite abordés. Deux variations du retournement temporel seront aussi présentées.

Pour finir ce chapitre, nous ferons une revue des travaux sur l'allumage par retournement temporel menés avant cette thèse.

1. L'étude des cavités réverbérantes semi-ouvertes (*leaky reverberant cavities*) étant trop complexe pour être développée ici, nous considérerons donc que notre cavité, ou chambre de combustion, est complètement fermée d'un point de vue électromagnétique.
2. Une cavité réverbérante est donc un type de résonateur.

2.1 Cavités électromagnétiques

2.1.1 Champs électromagnétiques dans une cavité

Alors que le champ électromagnétique peut s'organiser de manière quelconque en espace libre (à condition de respecter les équations de Maxwell, bien sûr), la présence des parois métalliques de la cavité, ou conditions limites pour les plus mathématiciens, conduit à une organisation du champ sous forme de modes à l'intérieur de la cavité. A chaque mode n, correspond une organisation des champs $\vec{E}_n$ et $\vec{B}_n$ particulière comprenant des nœuds où le champ est nul et des ventres où l'intensité du champ est maximale, cette répartition dépendant de la géométrie de la cavité. Ces modes peuvent être vus comme la résultante des interférences destructives et constructives des réflexions des ondes à l'intérieur de la cavité. En plus d'avoir une organisation spatiale bien définie, à chaque mode n correspond une *fréquence de résonance* f_n donnée.

2.1.1.1 Réponse à une excitation quelconque

Dans une cavité réverbérante soumise à une excitation, le champ électrique $\vec{E}$ en un point $\mathbf{r}$ peut se décomposer sous la forme d'une superposition de modes propres de champ électrique $\vec{E}_n$:

$$\vec{E}(\mathbf{r}, f) = \sum_n a_n(f)\vec{E}_n(\mathbf{r}), \tag{2.1}$$

avec f la fréquence et $a_n(f)$ le coefficient associé au mode propre $\vec{E}_n$. Dans le cas où il n'y a pas de pertes dans la cavité[3], $a_n(f)$ est une fonction de Dirac centrée sur la fréquence de résonance f_n du mode $\vec{E}_n$. En revanche, en présence de pertes, $a_n(f)$ a une certaine largeur, appelée *bande passante*, d'autant plus large que les pertes sont élevées pour ce mode.

Exciter une cavité (c.-à-d. injecter une onde) à une fréquence f pour laquelle aucun mode n'existe est donc improductif puisqu'aucune configuration du champ compatible n'existe. L'onde est simplement réfléchie au niveau de l'accès à la cavité. En revanche, exciter un des modes de la cavité permet de stocker de l'énergie à l'intérieur de celle-ci sous forme de champs électrique et magnétique.

2.1.1.2 Un exemple : la cavité parallélépipédique

Un exemple simple est la cavité parallélépipédique 3D sans pertes. De par sa géométrie régulière, son organisation modale et la fréquence des modes peuvent être déterminées de manière analytique. Ainsi, la fréquence de résonance du mode d'ordre (m, n, p) est donnée par :

$$f_{mnp} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{2L}\right)^2 + \left(\frac{n}{2l}\right)^2 + \left(\frac{p}{2h}\right)^2} \tag{2.2}$$

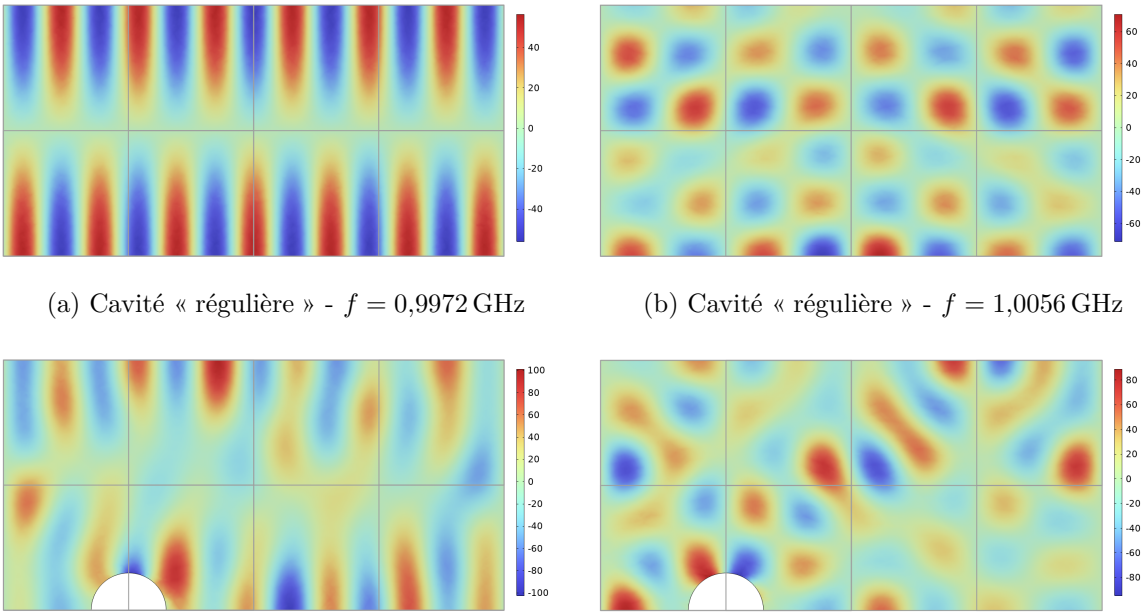
avec L, l et h respectivement la longueur, la largeur et la hauteur de la cavité, c la vitesse de la lumière et ε_r et μ_r les permittivité diéléctrique et perméabilité magnétique relatives du milieu. Dans notre cas, il s'agit de l'air pour lequel $\varepsilon_r = 1$ et $\mu_r = 1$. La géométrie de cette cavité étant régulière et symétrique, l'organisation des modes est elle aussi symétrique et régulière, comme l'illustrent les Figures 2.1a et 2.1b pour deux fréquences données. On constate que le champ $\vec{E}$ est nul par endroit : il s'agit des nœuds du mode excité. Il serait donc impossible de créer un

3. Pertes aux parois, dans le milieu ou aux accès.

plasma à ces positions en excitant uniquement ce mode. On observe des maxima locaux, aussi appelés ventres du mode. Il n'est donc pas possible d'augmenter le champ à un seul endroit lorsque l'on excite seulement un mode.

2.1.1.3 Cavités chaotiques

Dans le cas des cavités de géométries plus compliquées, l'organisation des modes peut devenir complètement irrégulière. On dit d'une telle cavité qu'elle est *chaotique*. Le seul moyen de connaître la structure des modes et les fréquences associées est d'avoir recours aux simulations numériques. Les Figures 2.1c et 2.1d montrent le champ électrique pour deux modes d'une cavité rectangulaire rendue chaotique par l'ajout d'une demi-sphère métallique.



(a) Cavité « régulière » - $f = 0{,}9972\,\text{GHz}$

(b) Cavité « régulière » - $f = 1{,}0056\,\text{GHz}$

(c) Cavité « chaotique » - $f = 0{,}9972\,\text{GHz}$

(d) Cavité « chaotique » - $f = 1{,}0012\,\text{GHz}$

FIGURE 2.1 – Champ $\vec{E}_z$ pour deux cavités et des modes de différentes fréquences

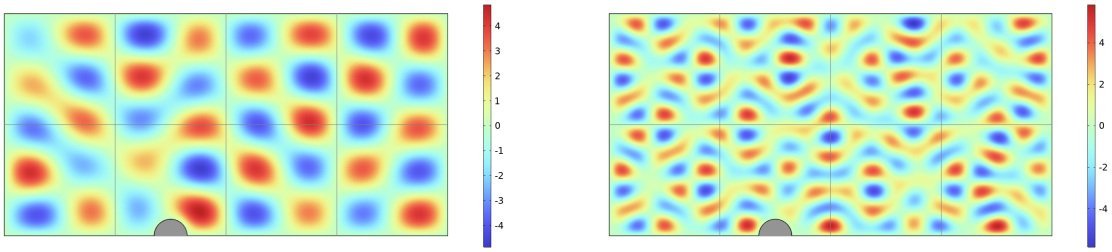
Par ailleurs, pour une géométrie donnée, la chaoticité augmente avec la fréquence et la structure régulière des modes s'efface, comme l'illustre la Figure 2.2.

La simulation numérique d'une telle cavité peut s'avérer problématique dans le cas de géométries particulièrement complexes. Cependant, si l'objectif est uniquement de connaître le nombre approximatif de modes [4] N jusqu'à une fréquence donnée f, il est possible d'utiliser la formule de Weyl [31] :

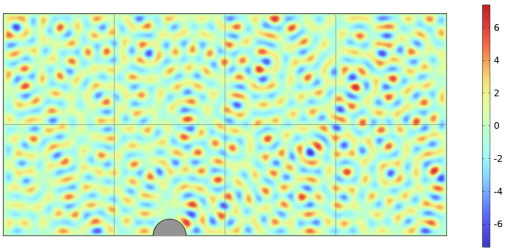
$$N(f) = \frac{8\pi V}{3c^3} f^3, \tag{2.3}$$

avec c la vitesse de la lumière et V le volume de la cavité. Comme le montre cette formule, le nombre de modes augmente donc avec la fréquence et le volume de la cavité.

4. Comme par exemple pour dimensionner une cavité servant à des expériences d'allumage par retournement temporel ...



(a) $f = 0{,}9623\,\text{GHz}$ (b) $f = 1{,}9794\,\text{GHz}$



(c) $f = 3{,}9875\,\text{GHz}$

Figure 2.2 – Augmentation de la chaoticité avec la fréquence

2.1.1.4 Recouvrement modal

Si les fréquences des modes sont suffisamment rapprochées, il peut arriver un moment où deux modes propres voisins se superposent au moins partiellement. Cela est exacerbé par les pertes qui ont tendance à élargir les modes. Ce phénomène de superposition entre les modes est caractérisé par le *recouvrement modal* $d = \Gamma/\delta f$ avec δf l'écart moyen en fréquence entre deux modes et Γ leur largeur spectrale moyenne. La valeur de ce paramètre détermine la réponse de la cavité à l'excitation par une onde électromagnétique de fréquence f_0 donnée. On distingue alors les cas suivants [1] :

— **recouvrement modal faible,** $d \ll 1$: les modes sont suffisamment espacés pour ne pas se recouvrir et sont isolés les uns des autres. Seul le mode pour lequel $a_n(f_0)$ est non nul est excité (s'il y en a un, sinon l'énergie ne rentre pas dans la cavité). La distribution du champ dans la cavité est proche de celle du mode propre $\vec{E}_n(\mathbf{r})$;

— **recouvrement modal fort,** $d \gg 1$: les modes se recouvrent fortement. Lorsque la cavité est soumise à une excitation de fréquence donnée, un grand nombre de modes sont excités (avec des amplitudes dépendant de $a_n(f_0)$). La superposition de tous ces modes engendre un champ électrique quasiment uniforme et isotrope dans la cavité ;

— **recouvrement modal modéré,** $d \sim 1$: un nombre limité de modes est excité. La répartition du champ global dépend de la répartition du champ pour chacun des modes. En fonction de la géométrie de la cavité, le champ global peut donc être uniforme et isotrope (comme pour le cas $d \gg 1$), ou non.

La Figure 2.3 ci-dessous, extraite de la thèse de Mazières [1], permet d'illustrer ces différents régimes de recouvrement modal.

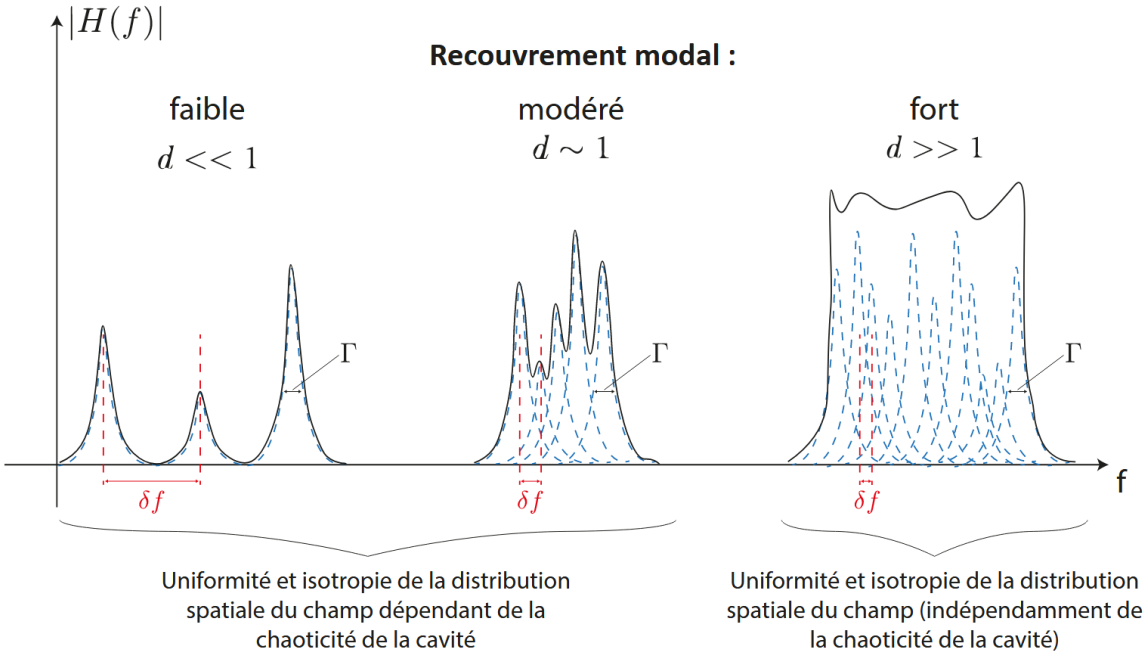


FIGURE 2.3 – Régimes de recouvrement modal (extrait de MAZIÈRES [1])

Pour une même cavité, le régime de recouvrement modal dépend de la fréquence. Cela peut s'expliquer en différenciant la formule de Weyl (2.3) pour obtenir le nombre de modes $N_{\Delta f}$ sur une bande passante Δf autour de la fréquence f_0 [1] :

$$N_{\Delta f}(f_0) = \frac{8\pi V}{c^3} f_0^2 \Delta f \tag{2.4}$$

avec V le volume de la cavité et c la vitesse de la lumière. Ainsi, pour une même bande passante Δf, on recense plus de modes lorsque f_0 est élevée. Autrement dit, la *densité spectrale de modes*[5], égale à $1/\delta f(f)$, augmente avec la fréquence. Les modes sont donc plus espacés à basse fréquence et le recouvrement modal y est faible. En revanche, aux hautes fréquences, la densité spectrale de modes et le recouvrement modal sont plus élevés.

Pour finir, on notera que si deux modes ont la même fréquence de résonance, ils sont dits *dégénérés*. Il devient alors difficile de les exciter indépendamment.

2.1.1.5 Pertes

Deux types de pertes existent dans une cavité réverbérante : au niveau de l'accès (pertes externes) ou dans la cavité (pertes internes). Les *pertes à l'accès* correspondent à la partie d'énergie qui, une fois rentrée dans la cavité, ressort par ce même accès. Cela est dû au fait qu'une antenne présentant un certain couplage vis-à-vis d'un mode dans une cavité est tout aussi efficace pour injecter l'énergie dans la cavité que pour l'en extraire[6]. Les *pertes internes* sont quant à elles liées à deux phénomènes : les pertes par effet Joule (par exemple au niveau

5. C'est à dire le nombre de modes sur une plage de fréquence. Aussi appelée *temps de Heisenberg* [1].

6. On notera que des travaux récents, comme ceux de T. DELAGE [23] sur « l'absorption virtuelle », et jouant sur la forme du signal injecté permettent de minimiser la puissance qui ressort. Dans notre cas, les pertes au niveau de l'accès seront tout simplement « subies ».

des parois de cavité) et les éventuelles fuites liés à une étanchéité imparfaite (petits interstices entre les parois, ...). Évidemment, plus les pertes sont élevées, plus la quantité d'énergie qu'il est possible de stocker dans la cavité est faible.

2.1.2 Caractérisation fréquentielle

2.1.2.1 Fonction de transfert

On considère désormais une cavité réverbérante et deux points distincts de celle-ci, nommés ici 1 et 2 (de coordonnées respectives $\mathbf{r_1}$ et $\mathbf{r_2}$). Lorsque que l'on émet une onde initiale $I_1(f)$ au point 1, le champ électrique (et magnétique) dans la cavité s'organise sous la forme d'une superposition de modes $\vec{E}(\mathbf{r}, f) = \sum_n a_n(f)\vec{E}_n(\mathbf{r})$. Au point 2, on reçoit alors une onde $R_2(f)$ dépendante de l'organisation modale $\vec{E}(\mathbf{r_2}, f)$ en ce point. Il est alors possible de définir une *fonction de transfert* complexe[7] $H_{21}(f)$ qui relie, *dans le domaine fréquentiel*, l'onde initiale $I_1(f)$ injectée en 1 à l'onde $R_2(f)$ reçue en 2 :

$$R_2(f) = H_{21}(f) \cdot I_1(f). \tag{2.5}$$

Cette fonction de transfert dépend à la fois de la position du point 1 et du point 2 via l'organisation locale des modes en ces deux points. Si le module de la fonction de transfert vaut $|H_{21}| = 1$, l'onde est intégralement transmise entre le point 1 et le point 2. En revanche, si le module vaut $|H_{21}| = 0$, l'onde n'est pas transmise. L'argument de la fonction de transfert, $\arg(H_{21}(f)) = \exp(i\phi(f))$, donne quant à lui le déphasage entre l'onde injectée en 1 et celle reçue en 2. On notera que pour les cavités réverbérantes, cette fonction de transfert est *réciproque*, c'est à dire que $H_{21}(f) = H_{12}(f)$.

Pour connaître cette fonction de transfert d'un point de vue expérimental, il est nécessaire de placer des antennes aux points 1 et 2 afin de convertir le champ électrique (ou magnétique) en signal électrique (et *vice versa*). La fonction de transfert mesurée correspond alors à la fonction de transfert globale d'un système constitué de trois éléments en série (voir Figure 2.4) :

— l'antenne 1 qui convertit le signal d'entrée $I_1(f)$ en champ électromagnétique ;
— le champ électrique $\vec{E}$ (et magnétique $\vec{B}$) dans la cavité qui s'organise sous forme de modes ;
— l'antenne 2 qui convertit le champ électrique (ou magnétique) en signal reçu $R_2(f)$.

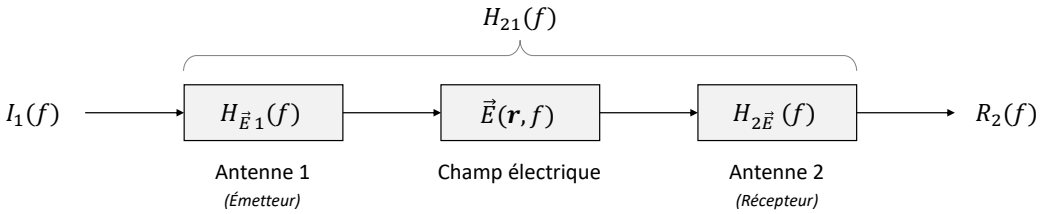


Figure 2.4 – Décomposition de la fonction de transfert

La fonction de transfert entre les points 1 et 2 donne donc une image du champ dans la cavité, modifiée par deux éléments :

7. Dans le cadre de l'analyse des systèmes, on remarquera que la cavité réverbérante constitue un *système linéaire invariant dans le temps* (*Linear Time Invariant System* ou LTI). Il sera donc possible de se servir des outils mathématiques associés pour réaliser des calculs plus tard.

— la position des antennes, puisqu'une antenne placée sur un nœud d'un mode ne pourra pas exciter correctement ce mode ou en mesurer l'amplitude [8] ;

— la réponse fréquentielle des antennes, plus ou moins constante en fonction de la fréquence (dépend de l'antenne utilisée).

Remarque : Dans la suite, on utilisera le terme sonde pour désigner une antenne qui ne perturbe que peu le champ. Idéalement, sa réponse fréquentielle sera « plate » sur la plage de fréquence étudiée.

2.1.2.2 Modélisation en réseau - Rappels sur les paramètres S

Une autre manière de caractériser une cavité est basée sur ses *paramètres-S*. Pour une cavité comprenant deux *ports* [9] (aussi appelés accès), la matrice-S associée s'écrit [10] :

$$S = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix}, \tag{2.6}$$

où le paramètre S_{ij} indique le rapport entre l'onde sortant au port i et l'onde incidente au port j. Si $i \neq j$, on dit que S_{ij} est le *paramètre de transmission* entre le port j et le port i. Ce paramètre est un nombre complexe dont le module représente l'atténuation de l'onde et l'argument le déphasage entre les deux accès. Il donc très similaire à la fonction de transfert H_{ij} présentée précédemment [11].

En ce qui concerne S_{jj}, ce paramètre représente le signal réfléchi à l'accès. Ainsi, si pour une fréquence f donnée, $|S_{jj}(f)| = 1$, cela veut dire que toute l'énergie est réfléchie à cette fréquence. En revanche, si $|S_{jj}| < 1$ une partie au moins de l'énergie rentre dans la cavité. Lorsque l'on trace le module du S_{jj} d'une cavité en fonction de la fréquence, on observe une alternance de plateaux pour lesquels $|S_{11}|$ est proche de 1 et où aucun mode n'existe, et de creux correspondant aux différents modes (voir Figure 2.5).

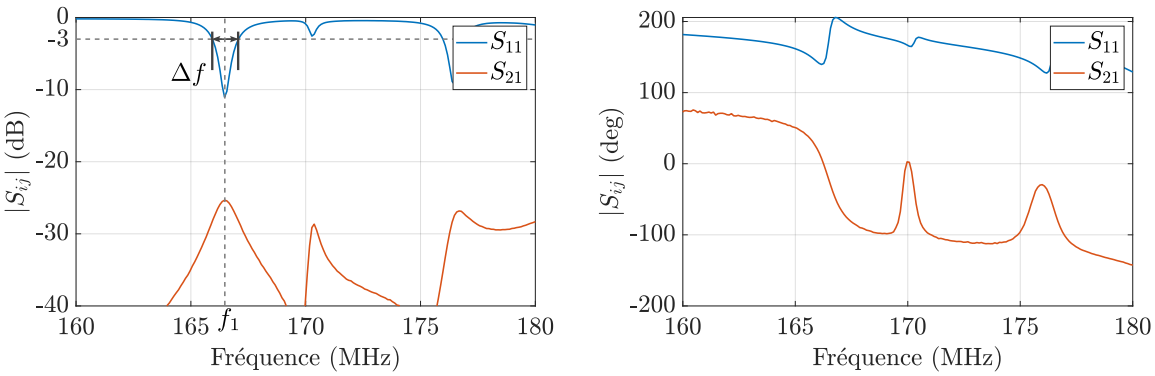
Les paramètres-S peuvent être directement mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel. Il est donc très facile d'accéder à la fonction de transfert entre les ports et aux réflexions à chacun d'entre eux. La Figure 2.5 montre un exemple de paramètres-S ainsi obtenus. La fréquence centrale f_1 du premier mode et sa bande passante Δf à $-3\,\mathrm{dB}$ sont aussi indiqués sur cette figure.

2.1.3 Caractérisation temporelle

2.1.3.1 Réponse impulsionnelle

De la même manière qu'il est possible de regarder, en régime permanent, le champ obtenu au point 2 lorsque l'on excite la cavité à une fréquence donnée depuis le point 1, il est possible de regarder la variation dans le temps du champ obtenu au point 2 (appelée par la suite *signal reçu*), noté $r_2(t)$, lorsque l'on envoie en entrée une impulsion $imp(t)$ au point 1. Si cette impulsion est une fonction de Dirac (ou est très courte devant le temps de réponse de la cavité), on obtient la

8. Autrement dit, elle est aveugle vis-à-vis de ce mode.
9. Entrée et/ou sortie d'un système en électromagnétisme.
10. Dans le formalisme des paramètres-S, une cavité comprenant deux ports est un exemple de *réseau quadripôle*.
11. Avec quelques différences : les paramètres-S sont des rapports d'ondes, alors que les fonctions de transfert sont plus générales et correspondent à un rapport entre une entrée et une sortie (peu importe ce dont il s'agit).



(a) Module (b) Phase

Figure 2.5 – Exemple de paramètres-S
(Extrait de mesures réalisés sur la cavité utilisée pendant cette thèse)

réponse impulsionnelle de la cavité, notée $h_{21}(t)$. De manière plus générale, pour un signal émis $s(t)$ quelconque, le signal reçu est donné par :

$$r_2(t) = h_{21}(t) * s(t), \tag{2.7}$$

où l'opérateur $*$ désigne le produit de convolution. La réponse impulsionnelle $h_{21}(t)$ est le pendant temporel de la fonction de transfert $H_{21}(f)$. Pour passer de l'une à l'autre, il suffit de prendre la transformée de Fourier directe ou inverse.

La forme exacte de la réponse impulsionnelle dépend du trajet des ondes dans la cavité (onde directe ou *balistique* au début, réflexions, ...). Néanmoins, dans le cas des cavités réverbérantes, l'enveloppe de $h_{21}(t)$ est globalement de forme exponentielle décroissante à cause des pertes.

2.1.3.2 Capacité à stocker de l'énergie : temps de réverbération et facteur de qualité

Plusieurs paramètres peuvent être utilisés pour quantifier le stockage de l'énergie dans un résonateur, comme :

- la **constante de temps** τ de l'exponentielle décroissante donnant l'énergie stockée en fonction du temps ;
- le **temps de réverbération** t_{reverb} directement proportionnel à la constante de temps ;
- le **facteur de qualité** pour un mode donné, noté Q.

Les deux premiers peuvent être évalués à partir de la réponse temporelle, alors que le dernier est plus facile à estimer dans le domaine fréquentiel.

Constante de temps et temps de réverbération

La constante de temps τ peut simplement être estimée en faisant correspondre une exponentielle décroissante de type $A\exp(-\frac{t}{\tau})$ à l'enveloppe de la réponse impulsionnelle. Au bout d'une durée τ, l'amplitude de la réponse impulsionnelle est diminuée de 63%. Il en est de même pour l'intensité du champ électrique dans la cavité.

Le deuxième paramètre, le *temps de réverbération* t_{reverb} de la cavité, est lié à la constante de temps τ. D'abord introduit par Lerosey [32], son expression a ensuite été modifiée par V.

Mazières dans sa thèse. Dans cette thèse, nous proposons d'utiliser cette deuxième définition [12] :

$$t_{reverb} = \pi \cdot \sqrt{\frac{\int t^2 r^2(t) dt}{\int r^2(t) dt}} \tag{2.8}$$

Le temps de réverbération est ensuite lié à la constante de temps τ via [13] :

$$t_{reverb} = \frac{\pi \tau}{\sqrt{2}} \tag{2.9}$$

Avec cette expression, le temps de réverbération correspond au temps qu'il faut pour que l'amplitude du signal ait diminué de 90 %. Pour finir, notons que le temps de réverbération et la constante de temps peuvent être calculés à partir de la réponse à une excitation large bande (ou de courte durée) prenant en compte de nombreux modes ou à partir de la réponse d'un seul mode, alors que le facteur de qualité ne peut être calculé que pour un mode donné.

Facteur de qualité

Le dernier paramètre pouvant être utilisé pour quantifier la capacité d'un résonateur à stocker l'énergie est le *facteur de qualité* Q. Celui-ci s'applique à un seul mode n de fréquence centrale f_n et peut être interprété comme le rapport entre l'énergie stockée $\mathcal{E}$ dans la cavité et l'énergie perdue par période $T_n = \frac{1}{f_n}$. Plus il est élevé, meilleur est le stockage de l'énergie pour le mode en question. L'expression associé à cette définition est donnée ci-dessous :

$$Q(f_n) = \frac{\mathcal{E}}{\frac{1}{2\pi f_n} \left| \frac{d\mathcal{E}}{dt} \right|} \tag{2.10}$$

Si besoin, ce facteur de qualité global, ou *chargé*, peut être exprimé comme la somme harmonique d'un facteur de qualité externe Q_{ext}, associé aux pertes aux accès, et d'un facteur de qualité interne Q_{int} associé aux pertes internes (parois, milieu diélectrique à l'intérieur de la cavité, ...) :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_{int}} \tag{2.11}$$

Une autre manière d'exprimer le facteur de qualité est en fonction de la bande passante à mi-hauteur Δf du mode étudié [14] :

$$Q = \frac{f_n}{\Delta f} \tag{2.12}$$

Plus la bande passante d'un mode est faible, plus le facteur de qualité est élevé et meilleur est le stockage de l'énergie (ce qui est cohérent avec les explications données précédemment sur les pertes à la section 2.1.1.1). Cette deuxième formule du facteur de qualité est plus souvent utilisée que la première, car elle nécessite seulement de connaître la fréquence du mode et sa bande passante Δf (voir Figure 2.5a), deux paramètres faciles à obtenir expérimentalement à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel (VNA).

Remarque : Parler de facteur de qualité, sans mentionner la fréquence et le mode associés n'a pas de sens, chaque mode pouvant avoir un facteur de qualité différent.

12. Attention : Lors du calcul numérique du temps de réverbération, l'intégrale au numérateur peut diverger (ou du moins devenir très grande) à cause du terme en t^2. Il est donc conseillé de relimiter les signaux avant de calculer cette intégrale, surtout en présence de bruit (numérique ou autre) et/ou si les signaux sont longs.

13. La formule originellement donnée par V. Mazières pour lier ces deux paramètres semble comporter une erreur. Voir l'Annexe A.

14. Pour plus de détails sur le lien entre la mesure de la bande passante à mi-hauteur et le facteur de qualité, on pourra se référer au Chapitre 1.2.2 la thèse de T. Delage [23].

2.1.4 Le SRR : un autre exemple de résonateur

Un autre exemple de résonateur est le *Split Ring Resonator* (SRR) qui, comme son nom l'indique, est un anneau fendu simple, ou double (voir Figure 2.6). Ce type de résonateur sub-longueur d'onde [15] a été introduit par Pendry et al. [33] en 1999 pour des applications liées aux métamatériaux. Depuis, ses applications ont été étendues à d'autres domaines tels que la mesure des propriétés des matériaux [E34], l'électrodynamique micro-ondes [34], le claquage de plasma micro-ondes via une alimentation directe [35], [36], [37], [38] ou à distance [39] (parfois en conjonction avec des recherches sur les métamatériaux [E35], [E36]) et l'allumage de carburant [40]. Son intérêt pour le claquage de plasma provient de sa propriété de résonance : lorsqu'un SRR est excité à sa fréquence de résonance, il augmente localement l'intensité du champ électrique au niveau de sa fente, classiquement appelée *gap* (Figure 2.7).

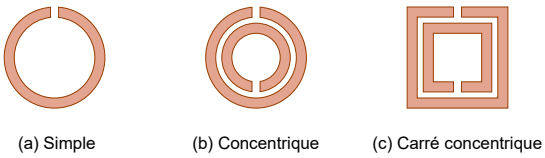


Figure 2.6 – Différents types de Split-Ring Resonators (SRR)

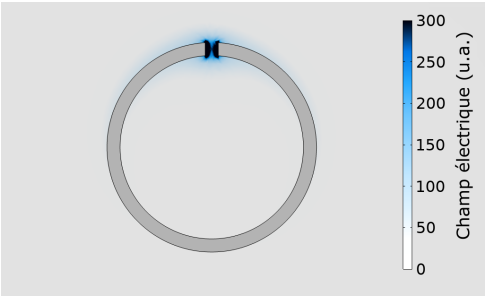


Figure 2.7 – Champ électrique autour d'un SRR excité à sa fréquence de résonance

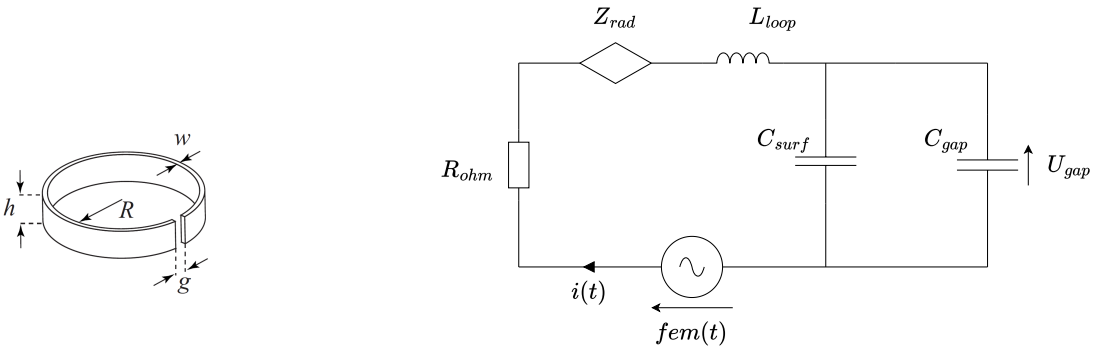
Pour comprendre l'origine de la résonance du SRR, il est possible de modéliser celui-ci comme un circuit RLC série, l'inductance L provenant de l'anneau, la capacité $C = C_{gap} + C_{surf}$ provenant du gap (C_{gap}) et des surfaces latérales (C_{surf}) et la résistance $R = R_{ohm} + Z_{rad}$ traduisant les pertes par effet Joule (R_{ohm}) et par rayonnement électromagnétique (Z_{rad}) (voir Figure 2.8b). La fréquence de résonance f_{SRR} du SRR est alors donnée par la théorie classique des circuits RLC :

$$f_{SRR} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \tag{2.13}$$

Pour calculer l'inductance et la capacité du SRR il est possible d'utiliser les formules de Sydoruk et al. [41] qui expriment celles-ci en fonction des dimensions géométriques (diamètre ϕ, épaisseur w, hauteur h et taille du gap g, voir Figure 2.8a) et de la permittivité diélectrique relative du gap ε_r. La fréquence de résonance du SRR peut donc être modifiée par la présence d'un diélectrique à proximité [E34] ou d'un plasma [42]. Comme tout résonateur, le SRR présente aussi une certaine bande passante et une certaine capacité à stocker de l'énergie, caractérisée par son facteur de qualité Q (inversement proportionnel à sa bande passante).

15. C'est-à-dire, qui est petit devant la longueur d'onde correspondant à sa fréquence de résonance.

Pour finir, un SRR est principalement sensible au champ magnétique orienté suivant son axe. En effet, la force électromotrice $fem(t)$ dans le SRR engendrée par l'onde incidente (voir Figure 2.8b) est dépendante de la dérivée du flux magnétique Φ à travers l'anneau via la loi de Lenz-Faraday : $fem(t) = -\frac{d\Phi}{dt}$, le flux étant lui même calculé par $\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot \vec{n} dS$.



(a) Dimensions (extrait de Sydoruk et al. [41])

(b) Modèle RLC équivalent

Figure 2.8 – Caractéristiques et modèle équivalent d'un SRR

2.2 Limites de l'excitation d'une cavité avec un signal simple

Nous savons donc désormais ce qui se passe lorsque l'on excite une cavité à l'aide d'un signal simple : le champ électromagnétique s'organise sous la forme de modes, comprenant des maxima et minima locaux. Cela pose problème si l'on souhaite claquer en un point donné, puisque l'on ne contrôle pas vraiment la position de ces maxima. Une solution possible est d'utiliser des initiateurs afin d'augmenter localement le champ électrique, les SRR en étant un exemple, mais on se retrouve de nouveau limité par leur positionnement. Il faut donc trouver une solution complémentaire permettant de sélectionner l'initiateur sur lequel on claque. Le *retournement temporel*, et sa capacité à focaliser des ondes, paraît être une bonne solution à ce problème.

2.3 Retournement temporel

Dans cette section nous proposons d'étudier le retournement temporel, et notamment sa variante en cavité réverbérante. Cela nous permettra de comprendre comment il peut nous aider à obtenir un champ électrique localement intense permettant de claquer un plasma, puis d'allumer le carburant à l'endroit souhaité. Pour cela, revenons d'abord à l'origine du retournement temporel.

2.3.1 Qu'est-ce que le retournement temporel ?

Une question récurrente en physique est « Peut-on, connaissant l'état d'un système à un instant donné, inverser son évolution temporelle, pour arriver à son état à l'instant $t = 0$? ». Dans le cas d'un système régi par une équation d'onde, il semblerait que la réponse soit « oui ».

En effet, soit l'équation d'onde pour un champ vectoriel $\vec{\phi}(r,t)$, écrite sous la forme :

$$\Delta\vec{\phi}(r,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{\phi}(r,t)}{\partial t^2} = 0$$

Il est possible de montrer, que si $\vec{\phi}(r,t)$ est une solution de cette équation, alors $\vec{\phi}(r,-t)$ est aussi une solution. L'onde décrite par cette deuxième solution se déplace dans le sens contraire de l'onde initiale et prendra exactement le chemin inverse. Ainsi, si à partir de $\vec{\phi}(r,t)$ on arrive à créer l'onde $\vec{\phi}(r,-t)$, il est possible d'inverser l'évolution du système. C'est le retournement temporel d'ondes.

2.3.2 Une application du retournement temporel : la focalisation d'ondes

Une application intéressante du retournement temporel d'ondes est la *(re-)focalisation d'ondes par retournement temporel*. Cette application consiste à générer une onde convergente à partir d'une onde divergente retournée dans le temps. Au moment de la convergence, ou *focalisation*, toute l'énergie sera alors concentrée dans une certaine zone, appelée *tache focale*. Dans le cas d'une expérience de retournement temporel parfaite, la source ayant émise l'onde divergente initiale est remplacée par un puits (c'est-à-dire un terme source négatif) afin de respecter la symétrie temporelle. Toute l'énergie de l'onde convergente est alors absorbée par le puits et la focalisation est parfaite. Dans la pratique, en revanche, ce puits est généralement absent lors de la phase de retournement. L'onde convergente arrive donc au point d'émission initial, puis ne pouvant s'arrêter, continue son chemin et forme une onde divergente secondaire. L'onde convergente et l'onde divergente secondaire interfèrent alors pour former une tache focale de taille $\lambda/2$ (avec λ la longueur d'onde) dans laquelle l'intensité du champ est maximale.

L'intérêt de la refocalisation par retournement temporel vient du fait qu'en émettant une onde de faible amplitude pendant la phase de retournement (l'énergie est distribuée spatialement et temporellement), il est possible d'obtenir une onde de forte amplitude au moment de la focalisation (l'énergie émise est concentrée dans la tache focale). Le retournement temporel permet donc d'étaler dans l'espace et/ou dans le temps l'injection de l'onde et, ce faisant, de contourner certaines limitations en puissance des appareils servant à générer l'onde (amplificateurs, transducteur acoustique, antennes, ...). Il reste donc à déterminer comment cela peut être fait en pratique.

Remarque : Par abus de langage, on utilisera par la suite l'expression « retournement temporel » pour désigner la « focalisation d'ondes par retournement temporel », cette application du retournement temporel étant la seule qui nous intéresse dans cette thèse.

2.3.3 De la théorie initiale du retournement temporel aux expériences actuelles : historique

Focaliser une onde par retournement temporel nécessite, dans sa forme la plus simple d'un point de vue théorique, d'inverser l'évolution temporelle d'une onde divergente sur tout le domaine pour la rendre convergente. Cela est compliqué à réaliser en pratique (bien que faisable dans certains cas [E37]). Il faut donc chercher un moyen de relâcher la contrainte « sur tout le domaine », pour obtenir une technique plus facilement réalisable expérimentalement.

2.3.3.1 La cavité à retournement temporel

La première simplification trouve sa justification mathématique dans le « théorème intégral de Kirchhoff ». Ce théorème montre qu'il est possible de déterminer en un point arbitraire P la valeur d'un champ ϕ solution d'une équation d'onde homogène à partir de la connaissance du

champ et de sa dérivée première sur une surface fermée entourant P (voir Figure 2.9). Autrement dit, toute l'information nécessaire pour connaître l'évolution spatiale et temporelle d'une onde n'importe où dans le domaine peut être extraite à partir de mesures sur sa périphérie. Il est donc possible de refocaliser une onde initialement divergente en inversant son évolution temporelle au niveau de la frontière du domaine, plutôt que sur l'intégralité du domaine. Pour cela, on enregistre l'onde $\phi(r,t)$ et sa dérivée $\frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}}$ en chaque point de la frontière du domaine, puis on réinjecte les signaux enregistrés dans le sens inverse (à la fois en terme d'évolution temporelle et de direction). Une onde convergente se forme alors à partir de la frontière et se dirige vers le point d'émission initial de l'onde divergente. Le dispositif décrit ci-dessus s'appelle une *cavité à retournement temporel* (voir Figure 2.9).

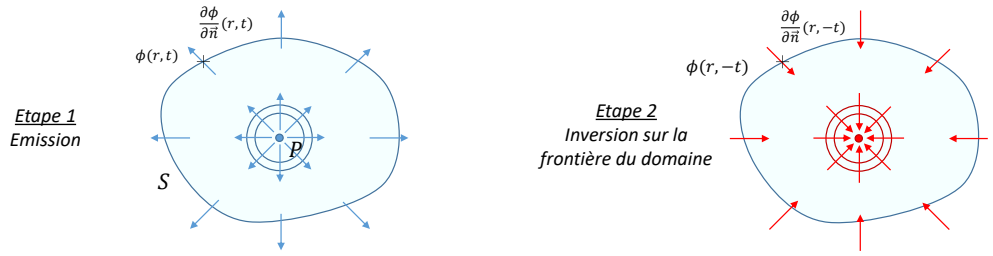


FIGURE 2.9 – Cavité à retournement temporel

Les flèches indiquent la direction de propagation de l'onde. A l'étape 1, les ondes émises par la source au point P divergent (flèches bleues). A l'étape 2, les ondes convergent vers le point P (flèches rouges)

A ce stade, le retournement temporel reste difficilement réalisable d'un point de vue expérimental, puisqu'il est difficile d'enregistrer l'information *en tout point* de la frontière du domaine. Cette contrainte « sur toute la frontière » peut néanmoins être relâchée d'après le « principe de Huygens-Fresnel » [43] en n'enregistrant le signal qu'en certains points de la frontière du domaine, à condition qu'ils soient espacés de moins de $\lambda/2$ (avec λ la plus petite longueur d'onde contenue dans l'onde incidente), et en remplaçant la dérivée normale $\frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}}$ par la dérivée temporelle $\frac{\partial\phi}{\partial t}$. L'inversion du champ sur tout le domaine a donc été simplifiée en une inversion de l'onde en quelques points de la frontière du domaine. Bien que plus simple à mettre en œuvre que le retournement temporel sur l'intégralité du domaine, cette méthode reste difficile à mettre en place puisque elle nécessite d'entourer complètement le domaine de propagation de l'onde avec des transducteurs (receveurs-émetteurs). Cela peut s'avérer problématique dès lors que la taille du domaine augmente.

2.3.3.2 Le miroir à retournement temporel

L'introduction par FINK et al. [44] du *miroir à retournement temporel* en 1989 permet de simplifier encore plus le dispositif expérimental nécessaire pour focaliser des ondes par retournement temporel. Ce dispositif consiste à inverser l'onde divergente sur une partie seulement de la frontière du domaine, le *miroir*, constitué de plusieurs transducteurs (voir Figure 2.10). Le reste de la méthode est inchangé : émission d'une onde divergente par une source, enregistrement du signal $r_i(t)$ arrivant sur chaque transducteur i du miroir, puis émission des signaux inversés $r_i(-t)$ au niveau de chaque transducteur. L'inversion des signaux permet, comme dans le cas de la cavité à retournement temporel, de compenser les retards liés à la différence de chemins

parcourus par l'onde en fonction du point d'arrivée sur le miroir. Ainsi, en ré-émettant plus tôt aux endroits où l'onde était arrivée en retard, on crée une onde convergente à partir de l'onde divergente, comme le montre la Figure 2.10. Après propagation, l'onde inversée finit par converger sur le point d'émission initial.

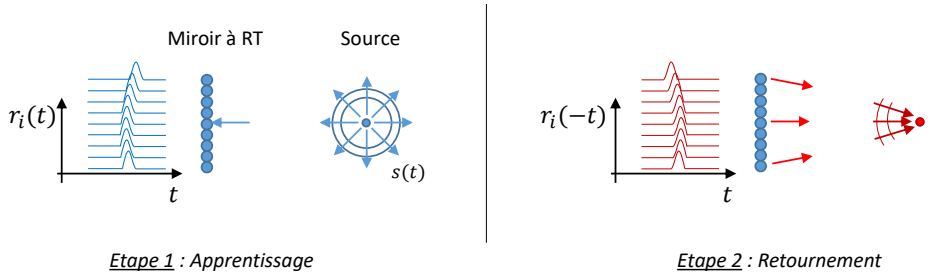


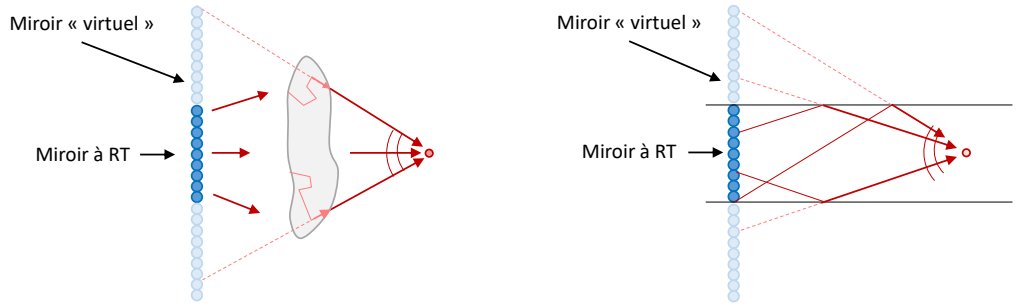
Figure 2.10 – Miroir à retournement temporel

La Figure 2.10 permet de mettre facilement en évidence un des problèmes des miroirs à retournement temporel : le miroir n'occupe qu'une partie de l'espace et ne voit donc qu'une partie limitée de l'onde. Cela conduit à une perte d'information et l'onde convergente réémise ne correspond pas exactement à l'onde divergente initiale. La qualité de la focalisation spatiale est donc dégradée et la tache focale plus grande que dans le cas de la cavité à retournement temporel. La taille Δ de la tache focale est alors donnée par la formule classique de la limite de diffraction en optique pour un instrument de taille limitée [45] (avec a la taille du miroir, λ la longueur d'onde et z la distance au point de refocalisation) :

$$\Delta = \frac{\lambda z}{a}$$

Les propriétés du miroir à retournement temporel ont été étudiées en milieu homogène, mais aussi en milieu complexe, de manière théorique, et expérimentale (la plupart du temps avec des ondes acoustiques pour des raisons de simplicité). Ainsi, le principe du miroir à retournement temporel n'est pas cantonné aux milieux homogènes simples : il fonctionne tout aussi bien en présence de milieux inhomogènes [44] ou diffusifs [45], et même dans un guide d'onde [E38] ou en milieu marin [E39] (la surface de l'océan et le fond marin formant un guide d'onde). Ces études ont permis de mettre en évidence une propriété intéressante des miroirs à retournement temporel en milieu complexe : alors que la taille de la tache focale était directement liée aux dimensions du miroir en milieu simple, ce n'est désormais plus le cas. En effet, en diffusant ou en réfléchissant les ondes, le milieu complexe crée un miroir « virtuel » plus grand que le miroir réel, ce qui diminue la taille de la tache focale (sans toutefois descendre en dessous de $\lambda/2$) [45], [E38]. La Figure 2.11 ci-dessous permet de mieux visualiser ces phénomènes.

Dans ces deux cas, le signal envoyé par la source initiale est étalé dans le temps du fait de la diffusion ou des multi-réflexions sur les parois du guide d'onde. A l'inverse d'autres techniques de focalisation (comme le beamsteering/beamforming) ou de communication à l'aide d'ondes pour lesquels ces phénomènes peuvent poser problème, ce n'est pas le cas pour le retournement



(a) Milieu hétérogène diffusif (b) Guide d'onde

FIGURE 2.11 – Effet de miroir « virtuels »

Le trajet chaotique des ondes dans le milieu diffusif ou les réflexions sur les parois du guide d'onde créent un miroir à retournement temporel virtuel de plus grande taille.

temporel. Les multi-réflexions et la diffusion permettent de capturer de l'information sur une plus grande partie de l'espace et l'étalement du signal dans le temps est automatiquement compensé par le processus de retournement temporel. D'autre part, l'étalement du signal dans le temps permet aussi, lors de la phase de retournement, de contourner les limitations en puissance de la chaîne d'émission des signaux (générateurs de signaux, amplificateurs et émetteur) en injectant l'énergie sur un temps plus long.

2.3.3.3 Cavité réverbérante monovoie

Une dernière évolution de la méthode, introduite par DRAEGER et FINK [46] en 1997 , permet de simplifier encore davantage les besoins matériels : il s'agit du *retournement temporel monovoie en cavité réverbérante* [46][47][48]. Cette méthode consiste à exploiter les conclusions obtenues dans les milieux réverbérants et à les pousser à l'extrême. Ainsi, on passe d'un miroir de taille réduite, qui utilise les réflexions sur les parois du guide d'onde pour créer un miroir « virtuel » plus grand, à un miroir constitué d'un unique transducteur se trouvant à l'intérieur d'une cavité réverbérante (voir Figure 2.12). La qualité de la focalisation par retournement temporel est alors déterminée par le temps de réverbération de l'onde dans la cavité (lié aux éventuelles pertes aux parois), à la quantité d'information enregistrable par le transducteur et à l'organisation des modes dans la cavité. Ainsi, la focalisation est favorisée par une forte chaoticité (c.-à-d. que les modes ne présentent pas une organisation d'apparence régulière), par l'ergodocité de la cavité (à comprendre ici par « toute l'information peut être enregistrée en un seul point grâce aux multiples réflexions ») et par une forte densité spectrale de modes (nombre de modes sur un intervalle de fréquences donné). L'influence de ces différents paramètres sera reprise plus en détails dans la section 2.3.6.

C'est ce dernier type de retournement temporel, le retournement temporel en cavité réverbérante, qui nous intéresse dans cette thèse. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, une chambre de combustion aux parois métalliques peut être vue comme une cavité réverbérante d'un point de vue électromagnétique [16]. Dans la suite, pour des raisons de brièveté, nous appellerons

16. Avec quelques fuites liées aux ouvertures nécessaire pour faire entrer l'air frais et évacuer les gaz brûlés.

le « retournement temporel monovoie en cavité révérbérante » [17] simplement « retournement temporel ».

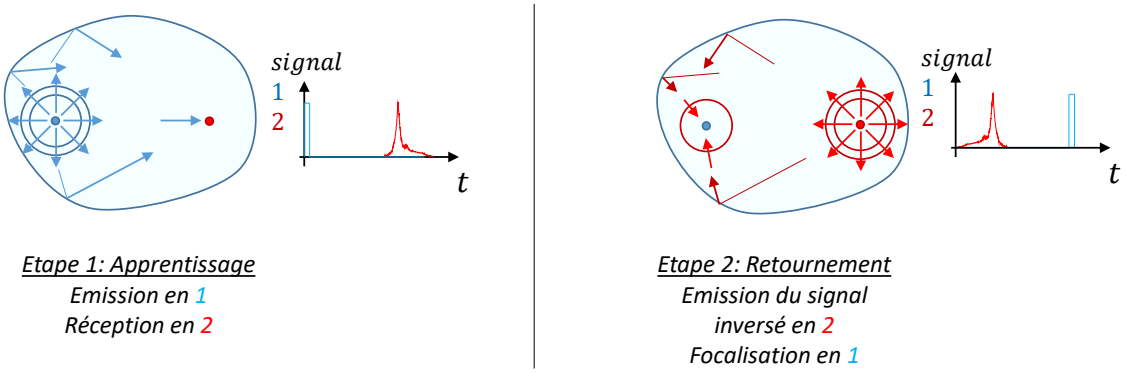


Figure 2.12 – Cavité réverbérante à retournement temporel monovoie

2.3.3.4 De la cavité réverbérante à l'allumage de carburant

Il ne reste plus que quelques étapes à franchir avant d'arriver à allumer un carburant liquide par retournement temporel. Ces étapes ne nécessitent pas de changements majeurs d'un point de vue du concept de focalisation d'ondes par retournement temporel en lui-même, celui-ci étant désormais bien établi, mais s'avèrent importantes d'un point de vue expérimental, technologique et applicatif. La difficulté porte alors plus sur les domaines connexes (haute-fréquence, montée en puissance, plasmas, ...) que sur le retournement en lui-même. La première étape consiste à changer de type d'ondes. En effet, toutes les études citées jusqu'ici se sont concentrées sur le retournement d'ondes élastiques ou acoustiques. Lerosey et al. [49] sont les premiers à introduire le retournement temporel d'ondes électromagnétiques en 2004, trouvant au passage de nouvelles applications dans le domaine des télécommunications. L'étape suivante consiste à utiliser le retournement temporel pour focaliser des micro-ondes et générer un plasma. C'est chose faite, à très basse pression ($1{,}3 \cdot 10^{-3}$ atm) et dans de l'argon, avec la thèse de V. Mazières [1]. Dans sa thèse [2], B. Fragge a cherché à montrer qu'il est possible d'utiliser la même méthode pour claquer un plasma dans l'air à pression atmosphérique. Pour finir, B. Fragge a essayé d'allumer du carburant via des plasmas claqués par retournement temporel, sans toutefois y parvenir avec certitude. Nous reviendrons plus en détails sur ces derniers travaux à la fin du chapitre (voir section 2.4).

2.3.4 Origine de la focalisation temporelle : approche traitement du signal

Les propriétés de focalisation dans le temps du retournement temporel peuvent être démontrées via une approche traitement du signal. Pour cela, on se place dans le cadre des « systèmes linéaires invariants par le temps » qui correspond bien au cas d'une cavité réverbérante, au moins avant l'apparition du plasma [18].

17. Ou pour être vraiment explicite, la « (re-)focalisation d'ondes par retournement temporel monovoie en cavité réverbérante ».

18. La linéarité, ou non, du système en présence d'un plasma n'a pas vraiment été étudiée auparavant, le claquage de plasma par retournement temporel étant un domaine nouveau.

2.3.4.1 Dans le domaine temporel

Commençons d'abord par démontrer la focalisation dans le domaine temporel, ce point de vue pouvant être plus facile à appréhender au départ.

On considère deux points 1 et 2 situés à l'intérieur d'une cavité réverbérante (voir Figure 2.13). Le point 1 correspond à la source initiale et au point de refocalisation, le point 2 est, quant à lui, le point où a lieu le retournement temporel. La réponse impulsionnelle entre les points 1 et 2 est notée h_{21}.

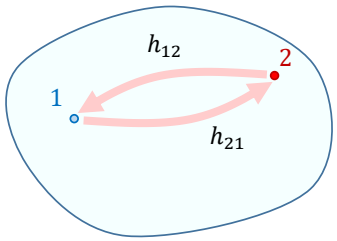


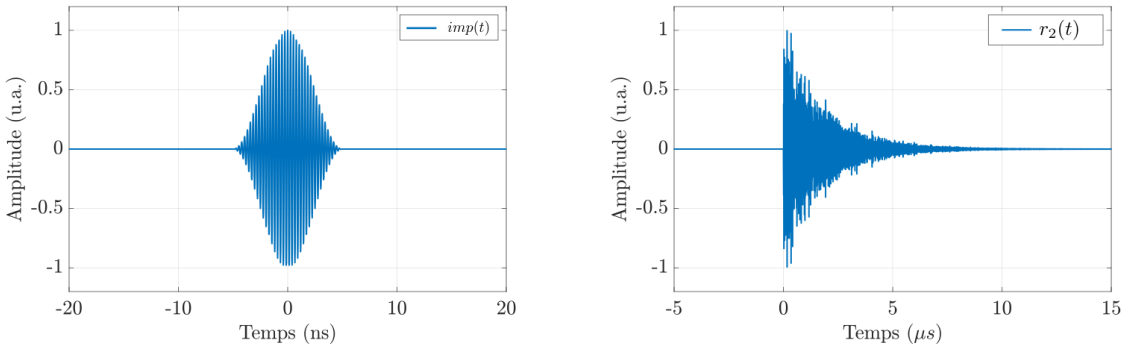
FIGURE 2.13 – Système considéré - Cavité réverbérante contenant deux antennes

Apprentissage

Le retournement temporel est un processus en deux phases. La première phase, l'*apprentissage*, consiste simplement à émettre un signal au point 1 (il s'agit donc de la source initiale), puis à enregistrer le signal $r_2(t)$ reçu au point 2. D'un point de vue mathématique, celui-ci est donné par le produit de convolution du signal d'entrée, ici une impulsion $imp(t)$, et de la réponse impulsionnelle du système entre 1 et 2 :

$$r_2(t) = h_{21}(t) * imp(t). \tag{2.14}$$

La Figure 2.14 donne un exemple d'impulsion initiale $imp(t)$ et de signal reçu après propagation des ondes dans la cavité.



(a) Impulsion initiale $imp(t)$ (b) Signal $r_2(t)$ reçu après apprentissage au point 2

FIGURE 2.14 – Exemple de signaux à l'étape d'apprentissage

Remarque : Nous prenons ici comme signal initialement émis une impulsion $imp(t)$, mais les résultats resteraient vrais pour un signal de forme quelconque.

Retournement

La deuxième étape du retournement temporel est le *retournement* ou la *ré-émission*. Celle-ci commence par l'inversion dans le temps du signal reçu $r_2(t)$. On obtient alors le signal $e_{\to 1}(t)$ à envoyer depuis le point 2 pour refocaliser sur le point 1 (voir Figure 2.15a) :

$$e_{\to 1}(t) = r_2(-t) = h_{21}(-t) * imp(-t) \tag{2.15}$$

Ce signal $e_{\to 1}(t)$ est ensuite émis depuis le point 2. Après propagation dans le système, le signal $rt(t)$ reçu au point 1 est le produit de convolution du signal réémis $e_{\to 1} = r_2(-t)$ et de la réponse impulsionnelle du système, cette fois-ci entre 2 et 1 :

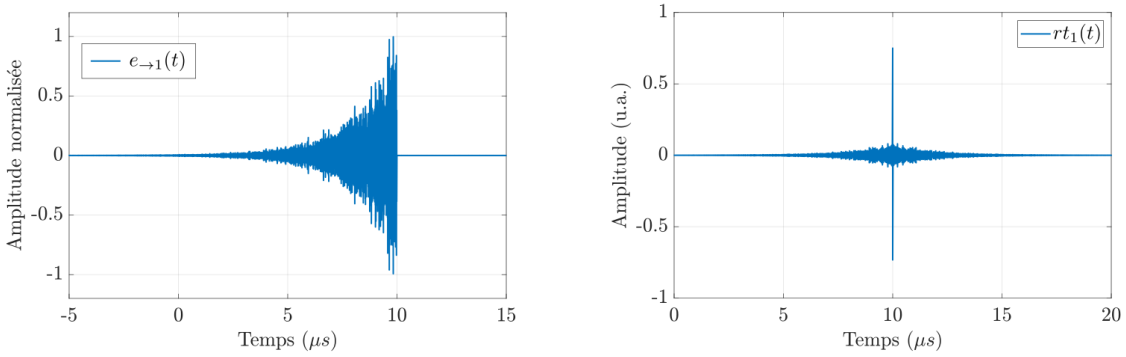
$$rt_1(t) = h_{12}(t) * r_2(-t) \tag{2.16}$$

$$rt_1(t) = h_{12}(t) * h_{21}(-t) * imp(-t) \tag{2.17}$$

Si le système est réciproque – ce qui est le cas pour les cavités électromagnétiques que l'on étudie –, les réponses impulsionnelles h_{21} et h_{12} sont égales. On a alors :

$$rt_1(t) = h_{12}(t) * h_{12}(-t) * imp(-t) \tag{2.18}$$

Ainsi, si l'on envoie un signal en entrée, on retrouvera en sortie et après retournement ce même signal inversé dans le temps et plus ou moins « déformé » par l'autocorrélation de la fonction de transfert (terme $h_{12}(t) * h_{12}(-t)$). C'est la refocalisation dans le temps par retournement temporel. Dans le cas particulier où l'on envoie une impulsion en entrée, le signal reçu après retournement temporel est donc constitué d'un pic central de grande amplitude à $t = 0$ (correspond à l'impulsion retournée), entouré de plus petits pics (les plus grands sont appelés « lobes secondaires ») symétriques par rapport à $t = 0$ (car l'autocorrélation est symétrique), comme l'illustre la Figure 2.15b.



(a) Signal $e_{\to 1}(t)$ à émettre depuis 2 pour refocaliser 1

(b) Signal $rt_1(t)$ reçus au point 1 après retournement temporel

Figure 2.15 – Exemple de signaux à l'étape de retournement

Pour finir, on notera qu'il est possible de focaliser par retournement temporel en n'importe quel point i de la cavité, à condition de réaliser un nouvel apprentissage à partir de ce point.

2.3.4.2 Domaine fréquentiel

Les relations obtenues au-dessus peuvent aussi être exprimées dans le domaine fréquentiel via l'application de la transformée de Fourier. Les résultats et conclusions finales ne changeront pas, mais cela peut être utile pour différentes raisons :

— les expressions peuvent être plus faciles à manipuler dans le domaine fréquentiel et les calculs plus faciles à réaliser ;

— certaines conclusions sont plus faciles à tirer dans le domaine fréquentiel ;

— pour des signaux hautes fréquences, il peut être plus simple d'un point de vue expérimental d'enregistrer la fonction de transfert $H(f)$ du système, que sa réponse impulsionnelle $h(t)$.

Dans notre cas, pour passer du domaine temporel au domaine fréquentiel, il suffit de retenir que :

— le produit de convolution dans le domaine temporel est équivalent à une multiplication dans le domaine fréquentiel ;

— l'opération d'inversion d'un signal en temps (passage de t à $-t$) correspond à la conjugaison de ce signal dans le domaine fréquentiel.

Le signal reçu après apprentissage s'écrit donc :

$$R_2(f) = H_{21}(f) \cdot Imp(f). \tag{2.19}$$

On obtient ensuite le signal à envoyer pour refocaliser sur le point 1 :

$$E_{\to 1}(f) = R_2(f)^* = H_{12}(f)^* \cdot Imp(f)^*, \tag{2.20}$$

Et le signal reçu au point 1 (point de refocalisation) après retournement temporel s'écrit quant à lui :

$$RT_1(f) = H_{12}(f) \cdot H_{12}(f)^* \cdot Imp(f)^* \tag{2.21}$$

$$RT_1(f) = |H_{12}(f)|^2 \cdot Imp(f)^* \tag{2.22}$$

avec $X(f)$ la transformée de Fourier de $x(t)$ et X^* le complexe conjugué de X. L'expression du signal reçu après retournement temporel sous cette forme permet de mettre en évidence deux points :

— l'amplitude du signal reçu après retournement dépend des pertes dans la cavité au carré (via le terme $|H_{21}(f)|^2$) : il est donc important de les minimiser autant que possible ;

— les déphasages engendrés par la propagation du signal dans la cavité disparaissent après retournement temporel, puisqu'il ne reste plus que le module de H_{21} dans l'équation (2.22).

Toutes les fréquences constituant le signal sont donc sommées en phase, ce qui explique la présence d'un pic en $t = 0$. Cela constitue, en fait, une manière équivalente d'arriver au résultat énoncé plus haut dans le domaine temporel à l'aide des propriétés de l'autocorrélation.

Remarque : La démonstration est la même pour un miroir à retournement temporel, voir [44].

2.3.5 Origine de la focalisation spatiale

Pour expliquer l'origine de la focalisation spatiale, il est aussi possible d'utiliser une « approche signal ». Pour cela, on considère une cavité réverbérante contenant trois points (Figure 2.16) :

— le point 1, servant de source initiale et de cible lors du retournement temporel ;

— le point 2, où le signal est d'abord enregistré, puis ré-émis après retournement ;

— le point 3, un point quelconque de la cavité.

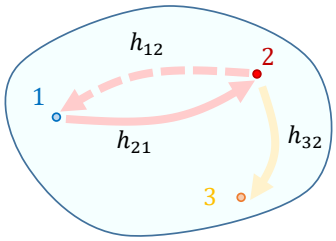


Figure 2.16 – Cavité réverbérante

Comme expliqué précédemment, le signal émis au point 2 pour refocaliser en 1 est : $e_{\to 1}(t) = h_{21}(-t) * imp(-t)$. Au point 3, situé ailleurs dans la cavité, le signal reçu après l'étape de retournement est alors :

$$r_3(t) = h_{32}(t) * e_{\to 1}(t) \tag{2.23}$$
$$r_3(t) = h_{32}(t) * h_{21}(-t) * imp(-t) \tag{2.24}$$

Soit dans le domaine fréquentiel :

$$R_3(f) = H_{32}(f) \cdot H_{21}(f)^* \cdot Imp(f)^*. \tag{2.25}$$

En décomposant les fonctions de transfert H_{ij} en fonction de leur module $|H_{ij}|$ et de leur phase ϕ_{ij}, on obtient :

$$R_3(f) = |H_{32}(f)| \cdot |H_{21}(f)| \cdot \exp j(\phi_{32}(f) - \phi_{21}(f)) \cdot Imp(f)^* \tag{2.26}$$

Si le point 3 se situe au même endroit que le point 1, on retombe bien sur l'expression classique du signal reçu au point de focalisation : $R_{3=1}(f) = |H_{12}(f)|^2 \cdot Imp(f)^*$. En revanche, lorsque le point 3 se situe en dehors de la tache focale, le signal reçu dépend à la fois du déphasage entre les fonctions de transfert et de leurs amplitudes relatives. Ainsi, alors que tous les modes étaient sommés avec la même phase au point de focalisation, ce n'est plus le cas dans le reste de la cavité : des interférences constructives ou destructives apparaissent alors. Au lieu d'un pic de focalisation centré sur $t = 0$, on obtient donc du bruit.

Remarque : Une autre démonstration de la focalisation spatiale repose sur l'utilisation de fonctions de Green. Une telle démonstration est disponible dans [50]

2.3.6 Qualité de la focalisation

Intéressons nous désormais aux paramètres qui améliorent ou dégradent la qualité du retournement temporel dans une cavité réverbérante.

Remarque : Pour des explications plus détaillées et rigoureuses, on pourra se référer à la revue proposée dans la thèse de V. Mazières [1].

2.3.6.1 Paramètres influençant la qualité de la focalisation temporelle

Comme mentionné précédemment (voir 2.3.4), le signal reçu après retournement temporel est donné par (pour rappel, $Imp(f)$ correspond au signal en entrée) :

$$RT_1(f) = H_{12} \cdot H_{21}(f)^* \cdot Imp(f)^*$$

ou encore (puisque $H_{21} = H_{12}$, par réciprocité) :

$$RT_1 = |H_{12}(f)|^2 \cdot Imp(f)^*$$

On constate donc que pour obtenir en sortie le signal d'entrée parfaitement inversé dans le temps, il faut $|H_{12}(f)| = 1$ pour toutes les fréquences. Or, ce ne peut pas être le cas car le champ électrique est constitué de modes propres qui se recouvrent plus ou moins bien comme on l'a vu précédemment. Ces modes propres « sélectionnent » les fréquences du signal d'entrée situées autour de leur résonance [19]. En fonction de la manière dont se recouvrent les modes, une part plus ou moins grande des fréquences originellement contenues dans le signal d'entrée se retrouvera dans le signal de sortie. L'absence de certaines fréquences en sortie conduira à la dégradation du signal après retournement temporel et à l'apparition des lobes secondaires temporels. Le régime de recouvrement modal introduit plus tôt (2.1.1.4) peut donc avoir un rôle important dans la qualité du retournement temporel.

Recouvrement modal

Dans le cas d'un recouvrement modal fort, le retournement temporel est de meilleur qualité. En effet, la fonction de transfert H_{12} est presque constante (voir la courbe enveloppe noire correspondant à $H(f)$ dans le cas $d \gg 1$ de la Figure 2.17 [20]) et toutes les fréquences contenues dans le signal d'entrée sont modifiées de manière similaire. La seule dégradation provient alors du fait que $|H_{12}|$ ne soit pas égal à 1, ce qui induit une différence d'amplitude globale entre $RT(f)$ et $Imp(f)$. Cela peut facilement être corrigé en ajustant l'amplitude du signal inversé avant émission.

Dans le cas d'un recouvrement modal modéré, la situation est différente : la fonction de transfert est loin d'être constante puisque l'on distingue encore les différents modes (voir cas $d \sim 1$ de la Figure 2.17). La qualité du retournement temporel dépend alors de la chaoticité de la cavité via deux paramètres [1] : le facteur de répulsion $g_{repulsion}$, qui permet de quantifier si les modes sont uniformément répartis ou non sur la bande passante d'intérêt ($g_{repulsion}$ croît lorsque les écarts entre les modes deviennent identiques), et le kurtosis k_u, qui permet de décrire si les amplitudes des modes sont identiques (k_u faible) ou non (k_u élevé). Une cavité chaotique

19. On peut donc dire que les modes de la cavité agissent comme des filtres passe-bande centrés autour de leur fréquence de résonance.

20. Cette figure a déjà été montrée précédemment (Figure 2.3), mais nous l'avons recopié ici pour plus de clarté.

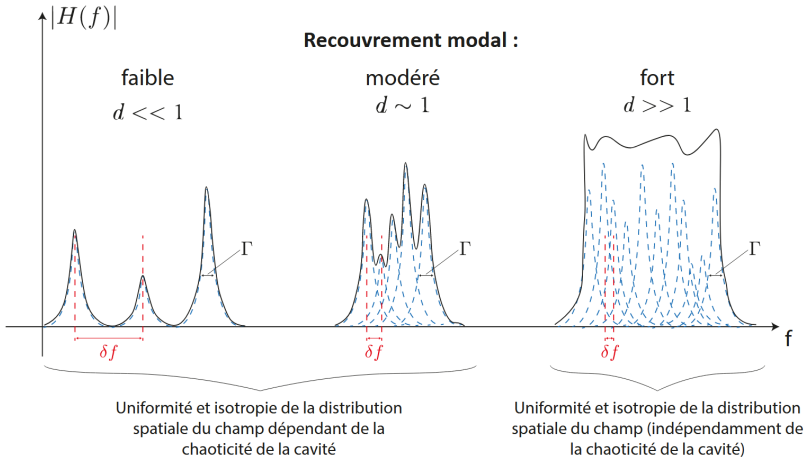


Figure 2.17 – Régimes de recouvrement modal (extrait de Mazières [1])

présente à la fois un facteur de répulsion élevé et un kurtosis élevé, ce qui conduit à une meilleure qualité du retournement temporel.

L'utilisation d'un régime de recouvrement modal modéré nécessite donc de prendre en compte plusieurs paramètres liés à la chaoticité de la cavité pour améliorer la qualité du retournement temporel. Ce travail n'est pas nécessaire dans le cas d'un régime de recouvrement modal fort. Un moyen pour améliorer la focalisation dans le temps pour n'importe quelle cavité (chaotique ou non) est donc d'augmenter la fréquence du signal d'entrée jusqu'à atteindre le régime de recouvrement fort. Une fois ce régime atteint, il n'est ensuite plus nécessaire d'augmenter la fréquence, une augmentation supplémentaire n'apportant pas de gain significatif sur la qualité de la focalisation temporelle [1].

Temps de réverbération

Un autre paramètre influençant la qualité de la focalisation temporelle lié à la cavité est le temps de réverbération. Pour rappel, il permet de quantifier la durée pendant laquelle les ondes sont réfléchies dans la cavité. Lorsque le temps de réverbération est long, il est possible de stocker plus d'énergie avant le pic de refocalisation : celui-ci sera donc d'amplitude plus élevée. Par ailleurs, un temps de réverbération plus long permet de collecter plus d'informations lors de l'apprentissage, ce qui conduit à une amélioration de la qualité de la focalisation temporelle [1], [46].

Bande passante et durée de l'impulsion

Pour finir, un dernier paramètre, cette fois-ci lié au signal en entrée et non à la cavité, influence la qualité de la focalisation : la bande passante de l'impulsion initiale $Imp(f)$, ou de manière équivalente, sa durée[21]. En effet, chaque mode de la cavité agit comme un filtre sélectionnant les fréquences du signal d'entrée $Imp(f)$ se situant autour de sa résonance. Pour une impulsion large bande (=de courte durée), de nombreux modes sont exploités : le spectre de l'impulsion est donc filtré de manière plutôt uniforme par la cavité. Après retournement temporel, l'impulsion est

21. La bande passante à mi-hauteur $FWHM_f$ et la durée de l'impulsion $FWHM_t$ sont liées par $FHWM_f = \alpha/FWHM_t$, avec α un coefficient dépendant de la forme de l'impulsion. Par exemple, $\alpha \approx 0,88$ pour une gaussiene et $\alpha = 1$ pour une fenêtre de Hann.

bien reconstruite. En revanche, pour une impulsion faible bande (=longue durée), seuls quelques modes sont excités : le spectre de l'impulsion initiale est alors davantage déformé et la focalisation temporelle est moins bonne.

2.3.6.2 Paramètres influençant la qualité de la focalisation spatiale

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à la qualité de la focalisation dans le temps. Il est désormais temps de s'intéresser à la focalisation dans l'espace. Celle-ci est liée à deux points en particulier : la taille de la tache focale et la présence de lobes secondaires spatiaux (c'est-à-dire de maximums locaux du champ électrique se situant en dehors de la tache focale).

Influence de la fréquence

Comme mentionné précédemment (cf. 2.3.2), la taille minimale de la tache focale est limitée en pratique à $\lambda/2$ par la diffraction dans le cas des milieux homogènes. Augmenter la fréquence utilisée permet donc d'obtenir une tache focale plus petite et une meilleure focalisation de l'énergie. Il s'agit cependant d'une limite inférieure : dans le cas d'une mauvaise focalisation, l'énergie peut être répartie sur une plus grande zone. La fréquence utilisée a aussi une influence sur le régime de recouvrement modal, celui-ci étant généralement plus élevé à haute fréquence.

Recouvrement modal et chaoticité

Dans le cas de la focalisation spatiale, le recouvrement modal et la chaoticité jouent aussi un rôle important :

— dans le cas d'un régime de recouvrement modal fort, le champ en dehors de la tache focale est uniforme et isotrope : on distingue alors nettement la tache focale du reste du champ et le contraste spatial est élevé (voir 2.3.6.3) ;

— dans le cas d'un recouvrement modal faible ou modéré, la structure du champ est dépendante des quelques modes excités. S'il s'agit d'une cavité pour laquelle les modes sont organisés de manière régulière (voir Figure 2.1), on voit apparaître des zones où le champ est de faible intensité (là où les nœuds des modes se trouvent au même endroit) et des zones de forte intensité (là où les maxima des modes se superposent, s'ils sont en phase). La tache focale se démarque donc moins bien du reste de la cavité et le contraste spatial est faible. Au contraire, si la cavité est chaotique, la structure des modes est plus aléatoire et le champ résultant en dehors de la tache focale est donc plus uniforme. Le contraste spatial s'en trouve amélioré.

Bande passante et durée de l'impulsion

La bande passante (ou la durée) de l'impulsion influence également sur la qualité de la focalisation spatiale. En effet, si l'impulsion est faible bande, seulement quelques modes sont excités et le champ après retournement temporel est très dépendant de ces quelques modes. Dans le cas d'une cavité peu chaotique, la structure des modes « apparaît » et la focalisation est dégradée. En revanche, dans le cas large bande, de nombreux modes peuvent être exploités et le champ en dehors de la tache focale est plus uniforme, même pour des cavité régulières. L'augmentation de la bande passante est donc bénéfique pour la focalisation spatiale.

2.3.6.3 Mesure quantitative de la qualité du retournement temporel

Jusqu'à présent, nous avons principalement parlé de retournement temporel de « meilleure qualité » ou de « moins bonne qualité ». Afin de pouvoir exprimer cela de manière plus quantitative, le concept de *contraste* entre le pic de focalisation et en dehors du pic est généralement utilisé [22], bien qu'il existe d'autres indicateurs (comme nous le verrons dans les paragraphes suivants). La focalisation ayant lieu à la fois dans le temps et dans l'espace, il existe donc des contrastes spatiaux, temporels ou spatio-temporels. On retiendra qu'un contraste plus élevé correspond à un retournement temporel de meilleure qualité.

Focalisation dans l'espace

Pour la focalisation dans l'espace, deux grandeurs sont principalement utilisées :

— le **contraste spatial** C_s, quantifiant le rapport entre l'amplitude à l'endroit et au moment de la focalisation et l'amplitude moyenne dans le reste de l'espace à ce même moment [51] :

$$C_s = \frac{|rt(t_{rt})|}{\sqrt{\frac{1}{V}\int_V r(\mathbf{r} \neq \mathbf{r_{rt}}, t_{rt})^2 d\mathbf{r}}}$$

avec $r(\mathbf{r}, t)$ le signal enregistré au point $\mathbf{r}$ de la cavité, $\mathbf{r_{rt}}$ le point de focalisation, V le volume de la cavité, t_{rt} l'instant de la focalisation et $rt(t)$ le signal au point de focalisation (on a donc $r(\mathbf{r_{rt}}, t) = rt(t)$) ;

— le **contraste spatial** C_s^{max}, comparant l'amplitude entre le pic principal et les lobes secondaires spatiaux au moment de la focalisation [51] :

$$C_s^{max} = \frac{rt(t_{rt})}{max(|r(\mathbf{r}, t_{rt})| \text{ pour } \mathbf{r} \neq \mathbf{r_{rt}})}$$

Focalisation dans le temps

Pour la focalisation dans le temps, on retrouve deux grandeurs toutes deux appelées « contraste temporel » :

— le **contraste temporel** C_t, mesurant le rapport entre l'énergie contenue dans le pic de focalisation et l'énergie contenue dans le bruit au point de focalisation, avant et après le pic [52] :

$$C_t = \frac{rt(t_{rt})^2}{\frac{1}{T}\int rt(t)^2 dt \text{ pour } t \neq t_{rt}}$$

— le **contraste temporel** C_t^{max}, donnant le rapport entre l'amplitude du pic principal et des lobes secondaires temporels au point de focalisation (analogue du C_s^{max} dans l'espace) [51] :

$$C_t^{max} = \frac{|rt(t_{rt})|}{\max(|rt(t)| \text{ pour } t \neq t_{rt})}$$

Commentaire : En prenant strictement les définitions données ci-dessus le contraste temporel est aussi influencé par la forme *de l'impulsion (à bande passante égale). Dans certains cas la valeur*

22. Il correspond globalement à ce que d'autres appellent le *rapport signal sur bruit* ou *SNR* (pour *Signal to Noise Ratio*).

du contraste temporel peut même donner une mauvaise image de la qualité réelle de la focalisation. C'est par exemple le cas avec une impulsion de type sinus cardinal (porte fréquentielle) où le contraste maximum *est de* $C_t^{max} \approx 4,6$. *Certains types d'impulsions sont donc à éviter si l'on souhaite évaluer le contraste temporel.*

Focalisation spatio-temporelle

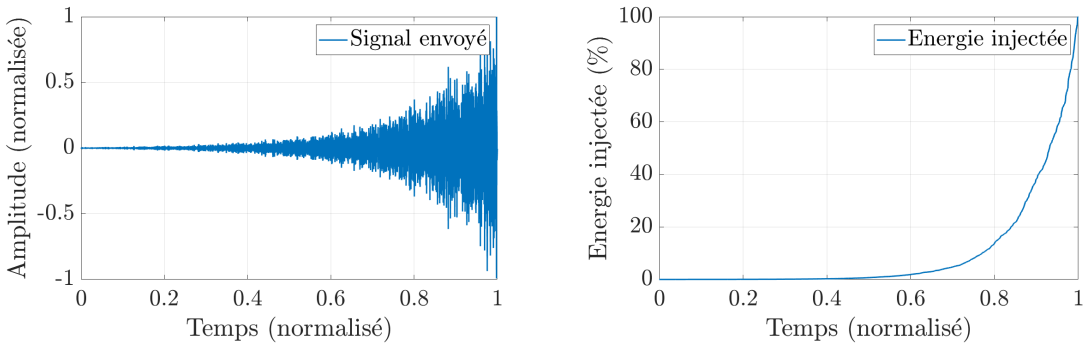
La focalisation peut aussi être caractérisée dans son ensemble par le **contraste spatio-temporel** C_{st}^{max} introduit par V. Mazières [1]. Il permet de comparer l'intensité du signal, au point de focalisation et au moment de la focalisation, au signal en tout autre point de la cavité pendant toute la durée de l'expérience. Son expression est donnée par :

$$C_{st}^{max} = \frac{|rt(t_{rt})|}{\max(|r(\mathbf{r} \neq \mathbf{r_{rt}}, t \neq t_{rt})|)}$$

Ce contraste est notamment utile dans le cadre du claquage de plasmas puisqu'un contraste C_{st}^{max} supérieur à 1 permet de s'assurer que le maximum d'intensité du champ électrique sera atteint au point de focalisation, au moment de la refocalisation, et non à un autre endroit ou à un autre moment.

2.3.7 Variante du retournement temporel : le RT 1bit

Un des problèmes du retournement temporel est la forme en exponentielle croissante du signal $e_{\rightarrow i}(t)$ envoyé pour refocaliser sur le point i. Il en résulte que la majeure partie de l'énergie est injectée vers la fin du signal, comme l'illustre la Figure 2.18. Dans cet exemple, environ 85% de l'énergie est envoyée pendant les derniers 20% du signal.



(a) Signal envoyé pour refocaliser

(b) Pourcentage de l'énergie totale injectée en fonction du temps

Figure 2.18 – Exemple d'un signal envoyé pour refocaliser au cours de cette thèse

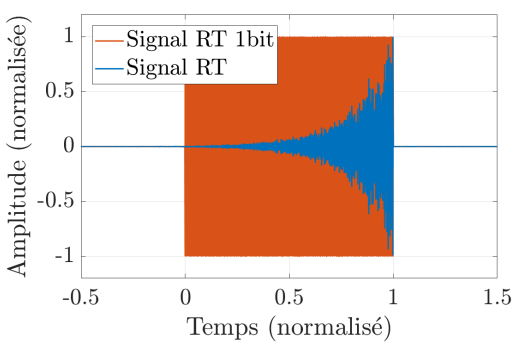
Afin de corriger ce problème, différentes variantes du retournement temporel ont été proposées (voir la revue de Young et al. [53]). Elles consistent principalement à amplifier le début du signal afin d'envoyer plus d'énergie au début. Une seule variante est présentée ici : le retournement temporel 1bit.

Le **retournement temporel 1bit** (RT 1bit ou *one bit time reversal*), introduit par Derode et al. [54], consiste à supprimer l'information sur l'amplitude dans le signal envoyé. Ainsi, pour

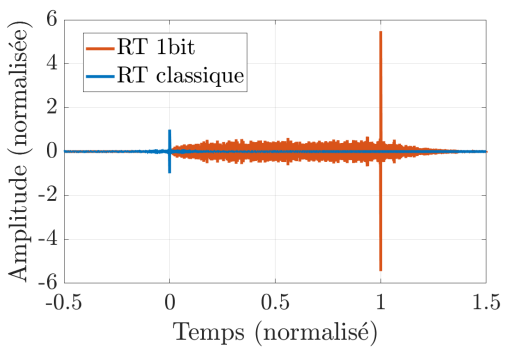
un signal à envoyer $e_{\rightarrow i}(t)$, le signal de RT 1bit $e_{\rightarrow i,1bit}(t)$ est obtenu de la manière suivante :

$$e_{\rightarrow i,1bit}(t) = \begin{cases} -1, & \text{si } e_{\rightarrow i}(t) < 0 \\ 0, & \text{si } e_{\rightarrow i}(t) = 0 \\ +1, & \text{si } e_{\rightarrow i}(t) > 0 \end{cases} \tag{2.27}$$

Le signal de RT 1bit ainsi obtenu ainsi que le signal reçu après focalisation sont donnés sur la Figure 2.19. On constate donc que le RT 1bit permet d'injecter plus d'énergie dans la cavité, puisque le signal envoyé est maximal dès le début (Figure 2.19a). Malgré le fait que le signal de RT ait été significativement modifié, on retrouve bien un pic de refocalisation (ce qui montre la robustesse du RT) et l'amplitude du pic est augmentée de manière importante : d'un facteur ~ 5 dans cet exemple. Dans la littérature, des augmentations d'amplitude du pic de RT d'un facteur 2,5 à 4 ont été constatées [54][53].



(a) Signal envoyé



(b) Signal reçu après refocalisation (signal de RT décalé pour plus de clarté)

Figure 2.19 – Comparaison du signal RT 1bit avec un signal « classique »

En revanche, la maximisation de l'amplitude du signal sur toute la durée de l'envoi a plusieurs défauts. Premièrement, le fait d'envoyer un signal maximal dès les premiers instants engendre tout naturellement du bruit d'un niveau relativement élevé dès le début de l'étape de retournement. Deuxièmement, une partie importante de l'énergie envoyée au début est dissipée par les pertes, bien avant le moment du pic de RT. L'efficacité énergétique est donc un peu dégradée. Enfin, le début du signal de RT classique est d'amplitude très faible, qui peut être comparable au niveau de bruit, notamment si l'apprentissage a été fait dans le domaine temporel [23]. En cas de rapport signal/bruit faible, l'amplification via le passage au 1bit a alors tendance à amplifier le bruit sur tout le début du signal.

Malgré ces défauts apparents, Derode et al. [54] et Young et al. [53] montrent que l'effet du RT-1bit sur la focalisation dépend beaucoup du cas étudié : il peut aller d'une dégradation notoire du contraste temporel, à une légère amélioration. En ce qui concerne la focalisation spatiale, celle-ci ne semble être que peu impactée par le RT 1bit.

23. C'est à dire en envoyant une impulsion et en mesurant la réponse à l'oscilloscope. Le bruit peut être lié au montage expérimental (interférences, bruit thermique, ...) ou à l'oscilloscope (bruit de quantification, ...).

2.3.8 Une autre approche : l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé

Jusqu'à présent, nous n'avons parlé que de focalisation par retournement temporel. Un autre opérateur semblant intéressant pour la focalisation d'ondes électromagnétiques est l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé, comme l'a montré K.B. Yeo [55] dans sa thèse. Dans notre cas, son principal attrait vient du fait que l'apprentissage peut être réalisé de manière non-invasive. Ainsi, il ne serait pas nécessaire de placer une antenne dans la chambre de combustion, contrairement au retournement temporel. Dans les paragraphes suivants, nous proposons de le présenter brièvement.

Remarque : L'utilisation de l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé pour le claquage de plasmas est notamment étudiée à l'heure actuelle à l'ISAE-SUPAERO et au LAPLACE au travers de la thèse de A. Saucourt (commencée en 2023).

Comme cela a déjà été expliqué auparavant, le retournement temporel repose sur la connaissance de la fonction de transfert H_{21}, aussi notée S_{21} dans le formalisme des matrices-S, entre une antenne émettrice 1 et une antenne réceptrice 2. Le signal à envoyer pour refocaliser sur 1 est alors donné par :

$$E_{\rightarrow 1}(f) = S_{21}(f)^* \cdot Imp(f)^*,$$

avec $Imp(f)$ la forme de l'impulsion initiale.

La refocalisation via l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé fonctionne différemment. Dans son cas, pour pouvoir focaliser en un point, il est uniquement nécessaire qu'un changement s'y opère (déplacement d'un objet, changement local des propriétés du milieu, ...) et de connaître comment la matrice S du système varie avec ce changement. On notera, et c'est là tout l'avantage de l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé, que la matrice S n'a pas besoin de contenir les paramètres-S associés à la cible. C'est ce qui permet de focaliser sur des cibles au niveau desquelles aucune antenne n'est présente.

L'opérateur de Wigner-Smith Généralisé, noté Q_α, associé à la variation d'une matrice $S(f)$ à cause d'un changement d'un paramètre α est donné par [56] :

$$Q_\alpha = iS(f)^{-1}\frac{\partial S(f)}{\partial \alpha}$$

En pratique, la dérivée de S peut être approximée en prenant la différence finie entre sa valeur avant (S_1) et après (S_2) le changement, ce qui donne [55] :

$$Q_\alpha = iS(f)^{-1}|S_2(f) - S_1(f)|$$

Le signal à envoyer pour refocaliser, est alors donné par le vecteur propre $q_1(f)$ correspondant à la plus grande valeur propre de Q_α.

Pour finir, on remarquera que le changement utilisé peut être d'ordre divers et varié : modification de l'impédance d'une antenne cible [55][E40], variation de la permittivité ε, mouvement de la cible [E41] (dans cet exemple, ils utilisent même la refocalisation pour *déplacer* la cible), ... Cette méthode pourrait donc être intéressante dans le cadre de la focalisation de micro-ondes sur des plasmas localisés, ceux-ci ayant des propriétés électromagnétiques différentes du milieu les entourant (argon, air, ...).

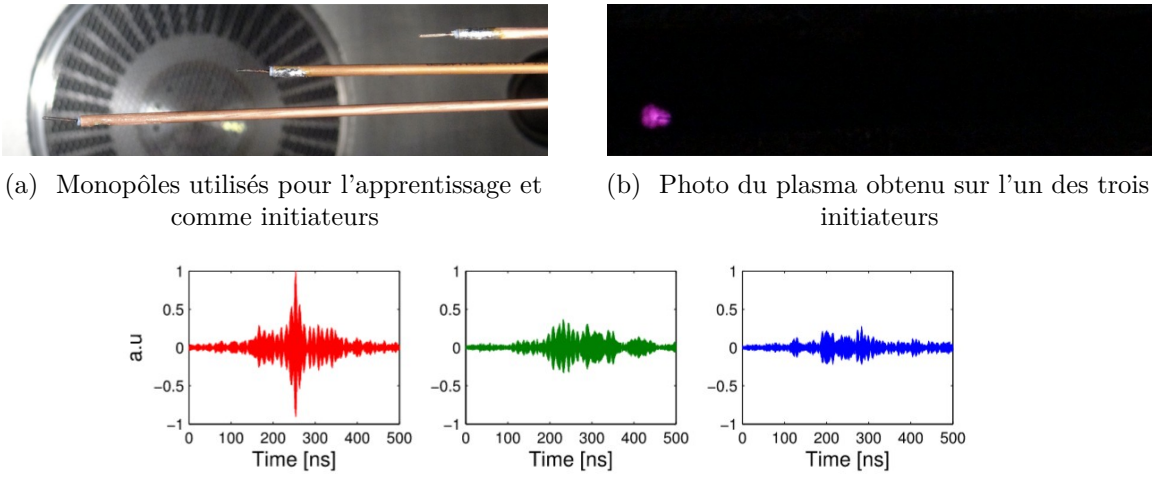
2.4 L'allumage par retournement temporel jusqu'ici

Au travers de ces deux chapitres, nous avons vu les différents phénomènes mis en jeu dans l'allumage par retournement temporel, de l'allumage en lui-même, jusqu'au retournement temporel permettant de créer les champs électriques intenses nécessaires au claquage de plasmas. Il nous est donc désormais possible de passer en revue les différents travaux réalisés jusqu'ici dans le cadre de l'allumage par retournement temporel, en comprenant chaque élément.

Les premiers travaux sur le claquage par retournement temporel sont ceux de la thèse de V. Mazières [1]. Au cours de celle-ci, il a démontré la capacité du retournement temporel micro-ondes à claquer des plasmas de manière sélective [24] sur des monopôles placés dans une cavité réverbérante contenant de l'argon à très basse pression (environ 1 Torr = 1/760 atm ≈ 130 Pa)[57][58] (Figure 2.20). Les monopôles servaient à la fois de sondes permettant de mesurer le signal reçu pour le retournement temporel (apprentissage et retournement) et d'initiateurs permettant de faciliter le claquage par effet de pointe. La dynamique des plasmas ainsi générés a aussi été étudiée [59]. Ces travaux ont par la suite conduit à l'introduction d'un critère permettant d'assurer le claquage de manière localisée et sélective [60] : le *Plasma Steering Criterion*. Ce critère repose sur le fait que le champ électrique de claquage E_B diminue avec la durée d'excitation Δt [25]. Il est donc respecté si le champ E_{pic} atteint pendant le pic de RT (durée Δt_{pic}) est supérieure au seuil de claquage pour cette durée, mais que le niveau de bruit E_{bruit} reste inférieur au seuil de claquage pour une excitation de durée Δt_{exp} égale à celle de l'expérience de RT, c'est à dire si

$$\frac{E_{pic}}{E_{bruit}} > \frac{E_B(\Delta t_{pic})}{E_B(\Delta t_{exp})}$$

.



(a) Monopôles utilisés pour l'apprentissage et comme initiateurs

(b) Photo du plasma obtenu sur l'un des trois initiateurs

(c) Signaux reçus après RT

Figure 2.20 – Claquage par RT dans de l'argon à très basse pression (extrait de Mazières et al. [57])

24. C'est à dire en pouvant choisir l'endroit du claquage.

L'étape suivante était donc de démontrer le claquage de plasmas par RT dans de l'air à pression atmosphérique (P_{atm}), l'argon à très basse pression étant favorable à la création de plasma, mais pas au fonctionnement d'une turbomachine. La difficulté vient ici du fait que le champ de claquage dans l'air à P_{atm} est particulièrement élevé (voir Chapitre 1.2.5.2). Le RT seul ne suffisant pas, une solution pour résoudre ce problème était d'utiliser des initiateurs pour amplifier encore davantage le champ électrique au point de focalisation. Parmi différents types d'initiateurs (pointes, résonateurs, ...), B. Fragge [2] a utilisé dans sa thèse des SRR, qui ont la propriété d'augmenter le champ électrique dans leur gap quand ils sont excités à leur fréquence de résonance (voir Chapitre 2.1.4). En effet, différentes études antérieures avaient déjà montré l'efficacité des SRR pour le claquage de plasmas, d'abord en les alimentant directement dans de l'air ($1 - 20$Torr) ou de l'argon ($1 - 70$Torr) à basse pression [35], puis à pression atmosphérique [36] et, finalement, en les excitant à distance avec des micro-ondes (dans de l'argon jusqu'à P_{atm}) [39]. Cependant, dans toutes ces études, la seule étude traitant de sélectivité utilisait des SRRs résonant à différentes fréquences [39], ce que l'on ne souhaite pas faire ici.

Dans sa thèse, B. Fragge a donc tenté de claquer par retournement temporel sur des SRR résonant à 2,8 GHz (avec un gap $\approx 1{,}5$ mm) dans une cavité réverbérante de grande dimension contenant de l'air à P_{atm}. Une seule impulsion de courte durée (8 ns) n'ayant pas suffit pour claquer, plusieurs impulsions (entre 4 et 7) de plus longues durées (≈ 200 ns) ont dû être employées (à noter que le signal était répété toutes les 200 ms). L'utilisation d'impulsions de « longue » durée a très probablement dégradé la qualité de la focalisation au vu des éléments théoriques connus sur la focalisation par RT (voir Chapitre 2.3.6). Des doutes restant sur la focalisation spatiale, il n'a donc pas été possible de démontrer que le claquage avait effectivement lieu grâce au retournement temporel, ou s'il était simplement dû à l'injection d'un niveau de puissance élevé pendant une durée suffisamment longue.

En ce qui concerne la partie allumage en elle même, B. Fragge a d'abord étudié l'allumage de trains de gouttes d'éthanol et de kérosène par des micro-ondes à l'aide de signaux sinusoïdaux continus (CW) [61], rejoignant ainsi des travaux antérieurs sur l'allumage à l'aide de plasmas micro-ondes (voir par exemple [E24], [E27], [E42]). Elle a ensuite montré que les plasmas générés dans les gaps des SRR à 2,8 GHz, et d'une taille de seulement 1,5 mm, étaient capables d'allumer un spray de kérosène [40] (voir Figure 2.21). L'allumage par RT n'a toutefois pas pu être démontré pour les raisons citées précédemment.

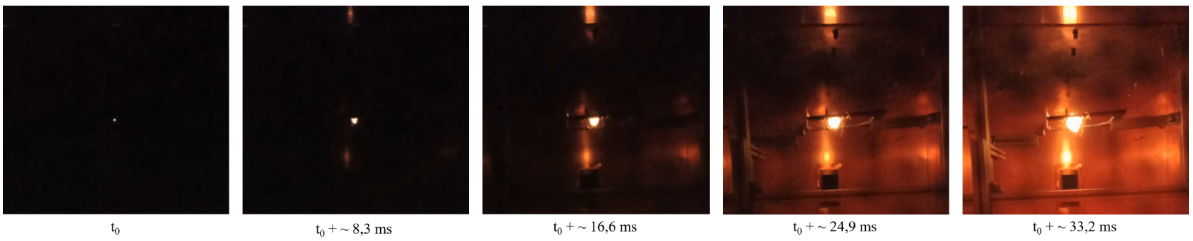


Figure 2.21 – Allumage d'un spray de kérosène par des plasmas micro-ondes générés dans les gaps de SRR
(extrait de la thèse de B. Fragge [2])

2.5 Synthèse

Dans ce deuxième chapitre, nous nous sommes intéressés aux cavités réverbérantes, et à la manière dont le champ s'organise à l'intérieur, puis au retournement temporel.

Notre intérêt pour les cavités réverbérante venait du fait que, d'un point de vue électromagnétique, une chambre de combustion ressemble à une cavité (certes, avec quelques pertes dues aux ouvertures nécessaires pour laisser passer les gaz). Dans une cavité soumise à une excitation, le champ électrique s'organise sous forme de modes, présentant nœuds et ventres, répartis de manière plus ou moins régulière en fonction du type de cavité (régulière ou chaotique). D'un point de vue macroscopique, il n'est cependant pas nécessaire de connaître la répartition modale exacte pour déterminer le champ (ou signal) à l'endroit où l'on souhaite claquer. En effet, il suffit de connaître la fonction de transfert (domaine fréquentiel) ou la réponse impulsionnelle (domaine temporel) entre le point d'intérêt et l'antenne servant à injecter l'onde. Un problème demeure toutefois : à ce stade nous sommes encore tributaires de la structure du champ. Avec un niveau de puissance injectée suffisamment élevé il serait en théorie possible de claquer, mais sans réelle possibilité de choisir où, ce qui peut conduire à de multiples claquages. Il est donc nécessaire de disposer d'un moyen permettant d'augmenter le champ localement. Une solution possible serait d'utiliser des initiateurs qui augmentent localement le champ électrique, comme des SRR, mais cela ne permet toujours pas de claquer n'importe où. Le retournement temporel apparaît ici comme une méthode intéressante, puisqu'il permet de générer des champs d'intensité localement élevée, et ce, à n'importe quel endroit.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous sommes donc intéressés au retournement temporel, et en particulier au retournement temporel monovoie en cavité reverbérante. Cette méthode permet de refocaliser en un point quelconque d'une cavité, générant ainsi un pic de RT de forte amplitude, à partir de la seule connaissance de la réponse impulsionnelle (ou de la fonction de transfert) entre une antenne d'émission et le point ciblé.

La qualité de la focalisation par retournement temporel est influencée par différents paramètres. Ainsi, la taille de la tache focale est proportionnelle à la longueur d'onde utilisée : pour réduire son diamètre, il faut monter en fréquence. On retiendra aussi qu'une augmentation du temps de réverbération, de la chaoticité, du recouvrement modal dans la cavité et de la bande passante de l'impulsion conduisent à une amélioration de la qualité de la focalisation spatiale et temporelle. Cela se traduit par une augmentation du contraste.

Une variante du retournement temporel permettant d'augmenter l'amplitude du pic de RT, le RT 1bit, et l'opérateur de Wigner-Smith ont aussi été brièvement présentés.

Pour finir ce chapitre, nous avons passé en revue les différents travaux effectués dans le cadre de l'allumage par retournement temporel jusqu'ici. La situation au début de cette thèse est la suivante. Le claquage par retournement temporel a été démontré dans de l'argon à très basse pression, mais pas avec certitude dans l'air à P_{atm}. Par ailleurs, pour l'instant, le claquage par RT semble nécessiter des initiateurs afin d'augmenter encore plus le champ électrique au point de focalisation (pointes des monopôles ou SRR). Côté allumage, on sait que des plasmas d'une taille de $\approx 1{,}5\,\text{mm}$ situés dans les gaps de SRR excités à $2{,}8\,\text{GHz}$ par des trains d'impulsions de $7 \times 200\,\text{ns}$ toutes les $200\,\mu\text{s}$ sont capables d'allumer un spray de kérosène.

Dans les chapitres suivants, nous verrons comment claquer, puis allumer, dans l'air à pression atmosphérique, tout s'assurant que la focalisation spatiale est correcte et que le claquage ne peut avoir lieu qu'à l'endroit souhaité.

Chapitre 3

Présentation du dispositif expérimental

L'objectif de ce chapitre est de présenter le dispositif expérimental utilisé tout au long de cette thèse, ses caractéristiques et quelques uns des choix réalisés lors de sa conception. Les éléments rajoutés en fonction des besoins des expériences seront présentés dans les chapitres correspondants (injecteur, ...). Les problèmes liées aux pertes dans la cavité rencontrés en début de thèse seront ensuite abordés. Pour finir, le déroulement d'une expérience de retournement temporel sera brièvement expliqué.

3.1 Description rapide

Le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse est hérité de la thèse de B. Fragge [2]. Il comprend différents éléments permanents :

- une **cavité réverbérante de grandes dimensions** ($2m \times 1m \times 1m$), dans laquelle ont lieu les expériences de claquage et d'allumage par retournement temporel ;
- une **chaîne d'émission**, permettant de générer les signaux lors des expériences de retournement temporel ;
- une **chaîne d'acquisition**, utilisée pour enregistrer les signaux reçus après retournement temporel ;
- une **chaîne d'apprentissage**, pour mesurer les fonctions de transfert, uniquement utilisée à l'étape d'apprentissage ;
- des **antennes**, afin d'injecter et mesurer les signaux dans la cavité.

En fonction des expériences réalisées, différents éléments peuvent ensuite être rajoutés (ils seront présentés en détail dans les chapitres correspondants) :

- un **système de mesure non intrusive du champ électrique** (utilisé au Chapitre 4) ;
- des **initiateurs**, utilisés lors des essais de claquage et d'allumage (Chapitre 6) ;
- un **système d'injection de carburant** et d'extraction des gaz brûlés (lors des essais d'allumage au Chapitre 7).

La Figure 3.1 montre le montage expérimental dans une configuration basse puissance. La Figure 3.2 représente, quant à elle, de manière simplifiée la configuration utilisée lors des essais d'allumage. On y retrouve les différents éléments mentionnés précédemment : la cavité, la chaîne d'émission (composée d'un générateur de signaux et d'un étage d'amplification) et la chaîne d'acquisition avec son oscilloscope.

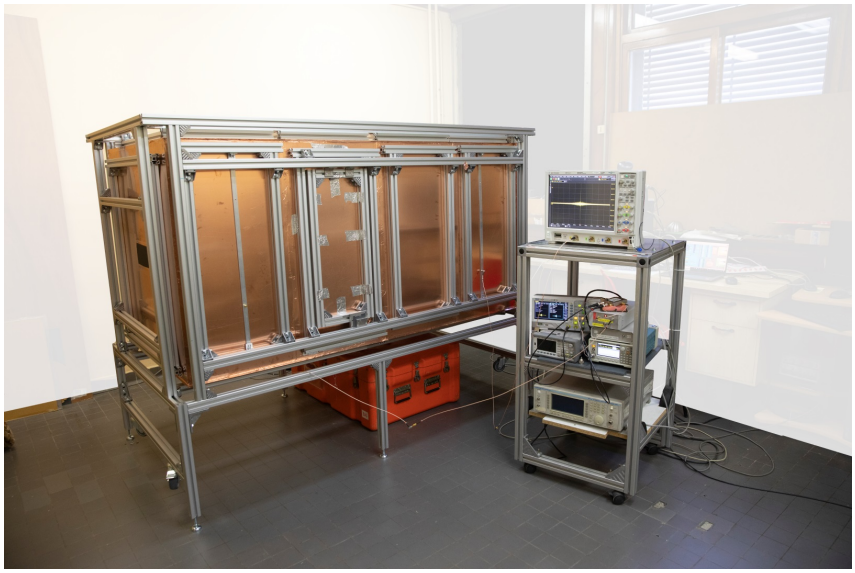


Figure 3.1 – Cavité réverbérante
(Configuration basse puissance, photo prise par B. Fragge)

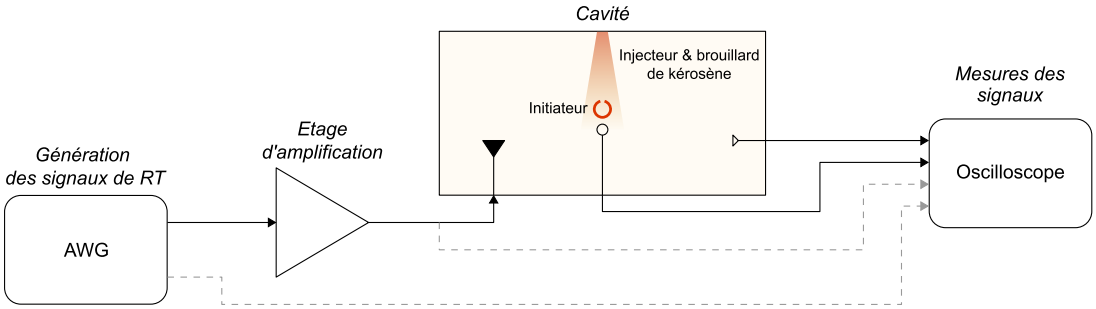


Figure 3.2 – Schéma simplifié du montage

3.2 Dimensionnement du dispositif expérimental

Comme expliqué précédemment, le dispositif expérimental utilisé lors de cette thèse a été conçu et fabriqué au cours de la thèse de B. Fragge. Les choix réalisés lors de sa conception sont brièvement présentés dans son manuscrit de thèse [2]. Certains de ces choix (taille, géométrie, ...) pouvant poser question à première vue, notamment lorsqu'on compare le dispositif à une chambre de combustion aéronautique, nous proposons ici de revenir sur quelques uns d'entre eux.

3.2.1 Fréquence de travail

La première étape de la conception a été de choisir la plage de fréquences utilisée. Celle-ci s'est initialement portée sur les fréquences autour de 2,4 GHz (soit une longueur d'onde de 12,5 cm).

Outres les aspects scientifiques, ce choix était guidé en premier lieu par le matériel déjà à disposition au laboratoire à cette époque et par l'augmentation des coûts généralement associée

à la montée en fréquence. En effet, monter en fréquence nécessite, soit de disposer d'appareils plus performants ayant des fréquences d'échantillonnage très élevées (à la fois pour l'émission et la réception), soit d'ajouter des modulateurs/démodulateurs pour convertir les signaux entre la bande de base et la bande RF [1] [2]. A cela s'ajoute tous les autres composants de la chaîne RF (amplificateur, circulateur, atténuateurs, ...) qui doivent aussi être adaptés aux fréquences plus élevées.

On notera ici que la plage de fréquence 2 GHz − 3 GHz est particulièrement intéressante, puisqu'elle ne nécessite pas de fréquences d'échantillonnage excessivement élevées et elle englobe la bande ISM [3] des 2,4 GHz pour laquelle une grande variété de matériel existe, du fait de ses applications dans le monde scientifique, industriel et grand public (WiFi, fours micro-ondes [4], Bluetooth, ...).

En plus des raisons d'ordre matériel, différents facteurs, plus scientifiques cette fois-ci, sont venus influencer le choix de la fréquence.

Premièrement, pour pouvoir focaliser par retournement temporel de manière correcte, il faut disposer d'un grand nombre de modes sur la bande de fréquence exploitée [5] et il est préférable d'être en régime surmodé (voir le Chapitre 2.3.6). Comme expliqué au Chapitre 2.1.1.3, le nombre de modes dans une cavité de volume V, sur une plage de fréquence Δf centrée autour d'une fréquence f_c, peut être estimé grâce à la loi de Weyl : $N_{\Delta f}(f_c) = \frac{8\pi V}{c^3} f_c^2 \Delta f$. Pour avoir un grand nombre de modes sur une plage de fréquence donnée, il faut donc travailler à haute fréquence et/ou utiliser une cavité de grande taille. Afin de ne pas avoir à construire une cavité trop volumineuse, il était donc nécessaire d'utiliser des fréquences se situant au-delà du gigahertz.

Deuxièmement, le diamètre de la tache focale après retournement temporel est, en théorie, de $\lambda/2$ et son volume proportionnel à $\lambda^3/8$. Travailler à haute fréquence permet donc d'avoir une tache focale plus petite et, ainsi, d'augmenter la densité de puissance en son sein. Cela se traduit par une augmentation du champ électrique dans la tache focale, ce qui est bénéfique pour le claquage de plasmas par RT.

Au final, la plage de fréquence autour de 2,4 GHz semblait être un bon compromis permettant d'avoir à la fois un grand nombre de modes dans une cavité de taille raisonnable, une tache focale ni trop grande, ni trop petite, et suffisamment de matériel disponible.

3.2.2 Dimensions de la cavité

Les dimensions de la cavité sont directement en lien avec la fréquence utilisée. Comme expliqué précédemment, l'objectif était de construire une cavité de taille suffisamment grande pour avoir assez de modes pour le retournement temporel. Il a donc été choisi de faire la plus grande cavité possible, tout en respectant des contraintes liées à son encombrement, à sa modularité et à sa fabricabilité. Ces critères ont amené à une taille de 2 m × 1 m × 1 m.

1. *Radiofréquence.*
2. On dit que le signal est en *bande de base* lorsqu'il n'est pas encore modulé. Pour pouvoir être propagé par une onde électromagnétique, le signal doit être modulé par une fréquence plus élevée appelée *porteuse*. Une fois modulé, on dit que le signal est en *bande RF*.
3. Bande *Industrielle, Scientifique et Médicale* (ISM). Les bandes ISM sont un ensemble de bandes de fréquences définies par l'Union Internationale des Télécommunications (UIT).
4. Voir : xkcd #654
5. La bande passante que l'on peut exploiter dépend, notamment, de la bande passante du matériel utilisé (générateur de signaux arbitraire, amplificateur, ...).

Pour ordre de grandeur, d'après la formule de Weyl, une cavité de cette taille contient environ $N_{\Delta f}(f_c) \approx 4300$ modes sur une bande passante de $\Delta f = 400\,\text{MHz}$ [6] centrée autour de $f_c = 2{,}4\,\text{GHz}$.

3.2.3 Chaoticité

Afin d'assurer une bonne focalisation spatiale, la cavité doit idéalement être chaotique (voir Chapitre 2.3.6.2). Pour cela, plusieurs choix sont possibles :

— construire une cavité dont la géométrie engendre directement de la chaoticité, notamment via des asymétries ;

— ajouter des éléments afin de briser la structure des modes d'une cavité ayant initialement des modes réguliers (dans une cavité symétrique, par exemple).

Pour des raisons de facilité de construction, B. Fragge a choisi de construire une cavité de forme rectangulaire, même si les modes s'y organisent de manière régulière. Différents éléments sont ensuite venus apporter de la chaoticité :

— la construction de la cavité, suite à laquelle l'agencement des parois n'était pas parfait (parallélisme des parois, jonctions entre les plaques d'une même paroi, ...) ;

— la structure interne faite de profilés en aluminium nécessaire pour maintenir les initiateurs lors des essais de claquage et d'allumage durant sa thèse. Cette structure a été enlevée relativement tôt dans ma thèse (voir section 3.4) ;

— une demi-sphère métallique posée sur le fond de la cavité, ajoutée au cours de ma thèse afin de compenser le retrait de la structure interne en aluminium.

3.2.4 Matériaux

Plusieurs critères rentrent en compte dans le choix du matériau utilisé pour les parois de la cavité :

— la capacité à réfléchir les micro-ondes avec des pertes minimales, pour permettre le RT monovoie. Il faut donc un matériau qui soit un bon conducteur électrique (c.-à-d. dire qui ait une faible résistivité [7]) ;

— la rigidité des parois, qui ne doivent pas se déformer au moindre courant d'air ou vibration ;

— la résistance aux températures élevées momentanément atteintes lors des essais d'allumage.

Les métaux apparaissent ici naturellement comme un choix intéressant du fait de leurs bonnes propriétés thermo-mécaniques et de leurs faibles résistivités, comme l'indique le Tableau 3.1.

Matériau	Résistivité à 20 °C ($10^{-8}\Omega \cdot \text{m}$) [D2]
Argent	1.6
Cuivre	1.7
Or	2.2
Aluminium	2.7
Acier inoxydable (SAE 304)	72

Table 3.1 – Résistivité de quelques métaux

6. Bande passante des impulsions généralement utilisées pour claquer dans cette thèse (environ 10 ns), voir Chapitre 6.

7. La résistivité ρ (en $\Omega \cdot \text{m}$) est l'inverse de la conductivité σ (en $\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$).

De par sa faible résistivité et son prix modéré, le cuivre a été retenu pour les parois de la cavité.

3.3 Présentation détaillée du dispositif utilisé

3.3.1 La cavité

Pour cette thèse, nous avons donc ré-utilisé la cavité conçue et construite par B. Fragge au cours de sa thèse [2]. La cavité est de forme parallélépipédique et mesure $2m \times 1m \times 1m$ ($longueur \times largeur \times hauteur$). Elle est faite d'un assemblage de plaques de cuivre d'épaisseur 0,5 mm soutenues par une structure externe en profilés d'aluminium (cf. Figure 3.4). Cette structure permet aussi de fixer différents éléments à l'extérieur si besoin : caméras, injecteur, ... Pour pouvoir accéder à l'intérieur de la cavité, deux portes sont présentes : l'une sur le côté et l'autre sur le dessus (Figure 3.3). A l'intérieur, une structure en profilés d'aluminium était initialement présente afin de soutenir les initiateurs, mais celle-ci a été retirée en début de thèse (voir section 3.4). L'étanchéité électromagnétique de la cavité est assurée par des joints sur les portes et du ruban adhésif conducteur en cuivre au niveau des jointures entre les plaques.

Pour pouvoir réaliser des expériences de retournement temporel, la cavité dispose de plusieurs accès micro-ondes (voir Figure 3.3). Le premier, le port P (comme « puissance »), permet de brancher l'« antenne de puissance » utilisée pour injecter les signaux micro-ondes haute-puissance dans la cavité. Les six autres, numérotés de 1 à 6, permettent de brancher les antennes utilisées pour la mesure des signaux reçus. Le port P utilise un connecteur de « Type-N » prévu pour les hautes-puissances, alors que les ports 1 à 6 utilisent des connecteurs SMA supportant des puissances plus faibles [8]. Une demi-sphère métallique rajoutée sur la paroi inférieure permet de briser les symétries et augmenter la chaoticité, ce qui doit, en théorie, améliorer la qualité de la refocalisation par retournement temporel.

Par ailleurs, un orifice sur le dessus permet d'injecter du carburant à l'intérieur de la cavité lors des essais d'allumage. Quelques trous sur la paroi inférieure de la cavité à l'aplomb de l'injecteur permettent l'évacuation du carburant imbrûlé. Un système d'extraction d'air, blindé électromagnétiquement par une grille, permet quant à lui d'évacuer les gaz de combustion et les vapeurs de kérosène.

Pour finir, la cavité dispose d'un accès optique (lui aussi blindé par une grille) sur la paroi opposée à l'extraction d'air afin de pouvoir observer l'intérieur de la cavité lors des essais de claquage et d'allumage.

La Figure 3.3 donne de manière schématique le positionnement des différents éléments cités précédemment. La configuration représentée est celle utilisée lors des essais de claquage et des tous premiers essais d'allumage. La Figure 3.4 montre la cavité vue de l'extérieur, ainsi qu'une vue par la porte latérale : on y voit l'antenne de puissance branchée sur le port P, l'accès optique blindé (au fond) et la porte supérieure (ouverte sur la photo).

8. Plusieurs centaines de Watts en continu pour les connecteurs Type-N, contre quelques Watts au maximum pour les connecteurs SMA. Dans les deux cas, la puissance crête maximale est déterminée par la tension de claquage dans le connecteur et la puissance moyenne maximale est liée à des considérations thermiques.

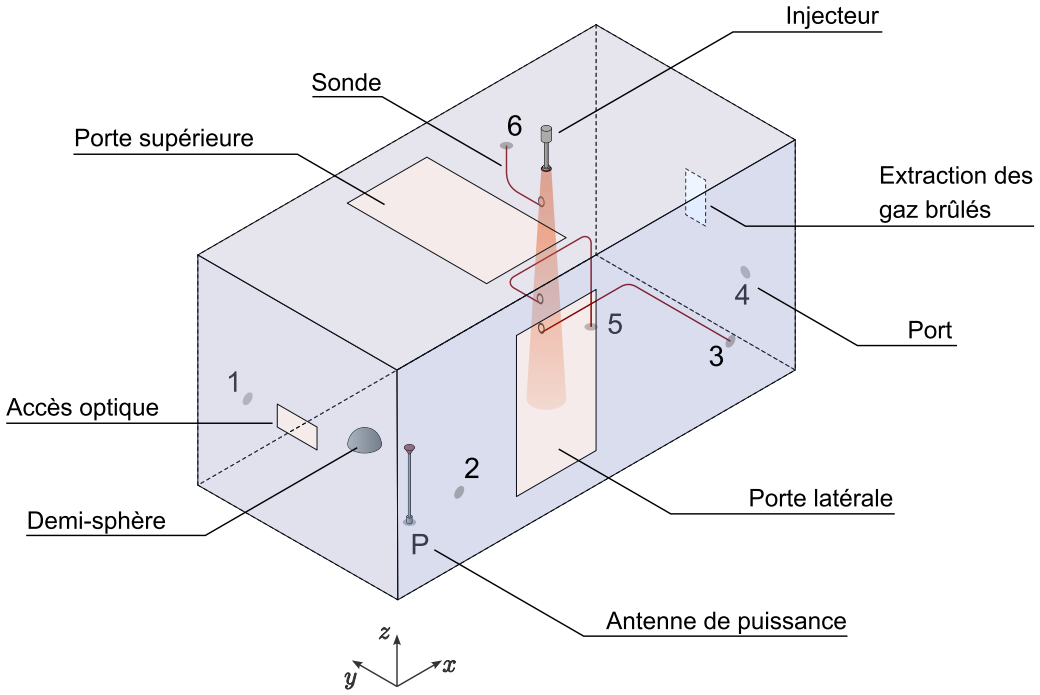
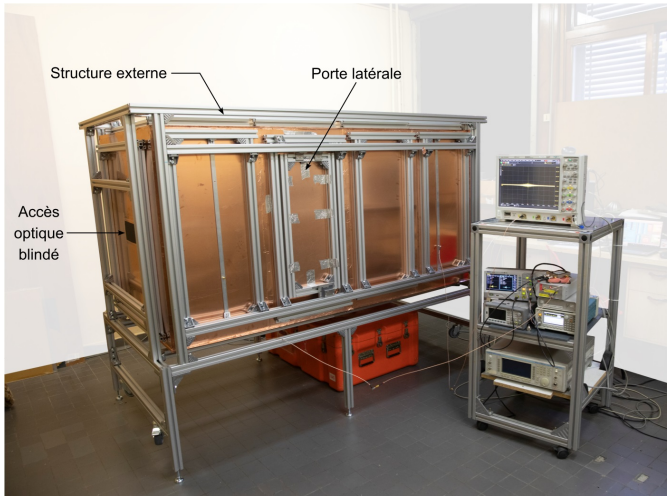


Figure 3.3 – Schéma de la cavité
(Configuration utilisée pour les essais de claquage et d'allumage)



(a) Cavité vue de l'extérieur
(Configuration basse puissance, photo prise par B. Fragge)



(b) Vue par la porte latérale

Figure 3.4 – Photos de la cavité

3.3.2 Chaînes RF : apprentissage, génération et d'acquisition des signaux

Trois chaînes RF ont été utilisées lors des expériences de retournement temporel, de claquage et d'allumage. La première est utilisée uniquement lors de l'étape d'apprentissage. Les deux autres sont utilisées respectivement pour générer et acquérir les signaux lors des expériences de retournement temporel. Ces deux dernières ont fait l'objet d'amélioration au cours de cette thèse. Ces différentes chaînes sont détaillées dans les sections suivantes.

3.3.2.1 Chaîne d'apprentissage

La chaîne d'apprentissage n'est utilisée que lors de l'étape d'apprentissage. Elle est constituée d'un analyseur de réseaux vectoriel (*Vector Network Analyzer* ou *VNA*), ici un *Keysight E5071C*, et d'un ordinateur permettant de le piloter [9] (Figure 3.5). Le VNA est branché, d'un côté, au port correspondant à l'antenne de puissance et, de l'autre, au port associé à la sonde sur laquelle on souhaite focaliser, ce qui permet la mesure des paramètres-S de la cavité. On obtient alors les « coefficients » de réflexion S_{ii} et les paramètres en transmission S_{ij}, ces derniers étant équivalents pour nos besoins aux fonctions de transfert H_{ij}.

Cette configuration est aussi utilisée pour réaliser les caractérisations RF de la cavité (temps de réverbération, ...).

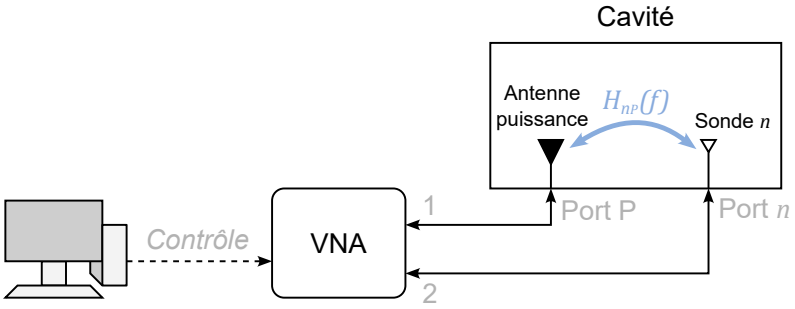


FIGURE 3.5 – Montage pour l'apprentissage de la fonction de transfert au VNA

3.3.2.2 Chaînes de génération et d'acquisition des signaux

Les chaînes de génération et d'acquisition des signaux sont utilisées en même temps lors des expériences de claquage et d'allumage par retournement temporel. Elles sont toutes les deux représentées sur la Figure 3.6.

La composition de la chaîne de génération des signaux (à gauche de la cavité sur la Figure 3.6) est la suivante. Premièrement, le signal de RT est généré à l'aide d'un générateur de signaux arbitraires (*Arbitrary Waveform Generator* ou *AWG*) . Il s'agit ici d'un *Tektronix AWG 70001A* [10] disposant d'une fréquence d'échantillonnage de 50 GSa/s [11], permettant ainsi la génération de signaux directement en bande RF [12] jusqu'à 15 GHz.

Le signal émis par l'AWG_{RT} est ensuite amplifié par un amplificateur de puissance prêté par le CEA (modèle *TMD PTC7353*). Sa puissance de sortie maximale est d'environ 3 kW sur la

9. Ce modèle de VNA peut tout à fait être utilisé seul, mais son pilotage par un ordinateur permet de considérablement faciliter les mesures dans notre cas (voir 3.5.1).
10. AWG_{RT} sur la Figure 3.6.
11. Sa/s = nombre d'échantillons (*sample* en anglais) par seconde.
12. C'est à dire sans avoir besoin de moduler le signal par la porteuse en sortie de l'AWG_{RT}.

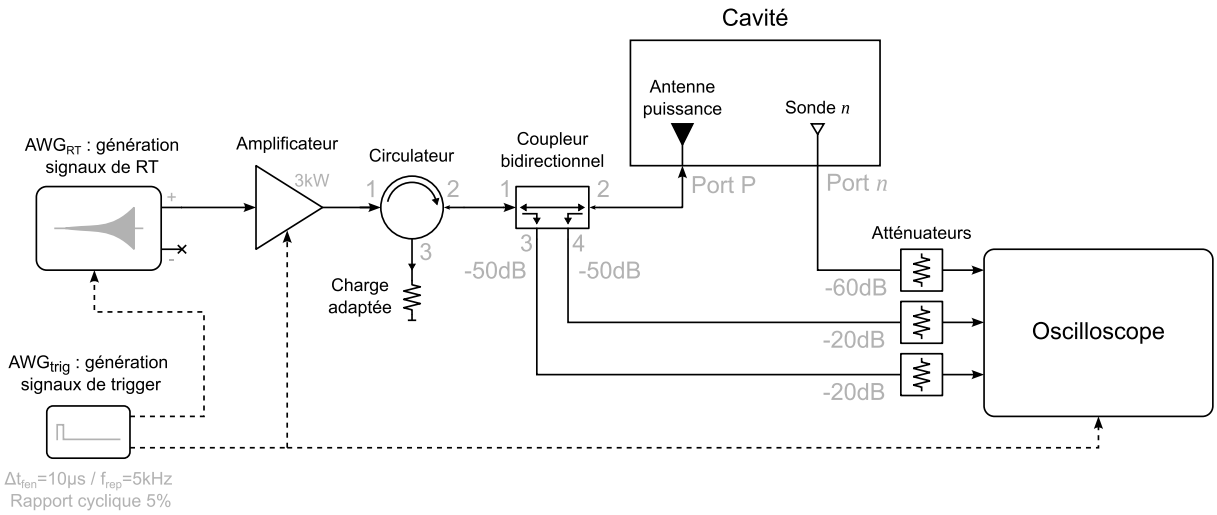


Figure 3.6 – Montage lors de la réémission

bande de fréquences comprises entre 3 GHz et 7 GHz, avec un gain variant entre 65 dB et 75 dB suivant la fréquence du signal en entrée. Le gain n'étant pas réglable par l'utilisateur, la puissance de sortie est ajustée en changeant l'amplitude du signal fourni par l'AWG$_{RT}$ [13]. Par ailleurs, cet amplificateur est de type pulsé, avec un rapport cyclique maximal de 6 %. Pour la plupart des expériences réalisées au cours de cette thèse, et sauf mention contraire, l'amplificateur a été utilisé avec une fenêtre d'amplification de $\Delta t_{fen} = 10\,\mu s$ et une fréquence de répétition de $f_{rep} = 5\,\text{kHz}$ (période $T_{rep} = 200\,\mu s$) [14], pour un rapport cyclique de seulement $\Delta t_{fen}/T_{rep} = 5\,\%$ (voir Figure 3.7). La puissance moyenne est donc relativement faible : de l'ordre de 150 W.

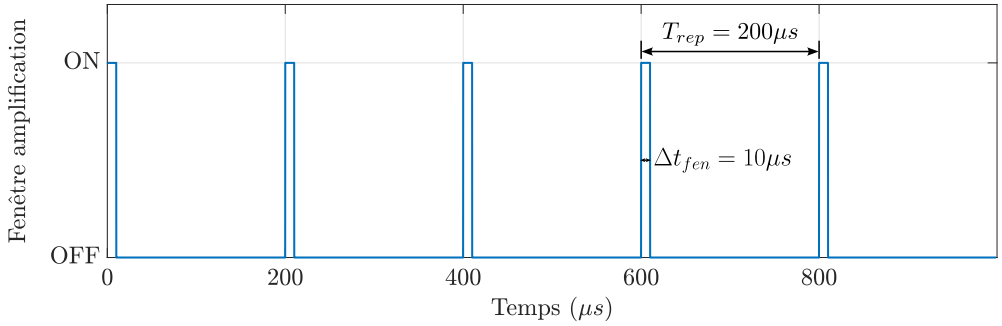


Figure 3.7 – Fenêtres d'amplification

Le signal amplifié passe ensuite par un circulateur afin de protéger l'amplificateur. En effet, en présence de réflexions à l'entrée de la cavité, celui-ci redirige la puissance réfléchie vers une charge adaptée où elle est dissipée, au lieu de revenir sur la sortie de l'amplificateur, ce qui l'endommagerait [15]. En sortie du circulateur, le signal passe ensuite dans un coupleur

13. L'AWG$_{RT}$ étant limité en termes de tension de sortie, il a parfois été nécessaire d'utiliser un pré-amplificateur afin de pouvoir exploiter le plein potentiel de l'amplificateur de puissance. Cela a notamment été le cas lors des premiers essais de claquage à 2,8 GHz. Ce pré-amplificateur n'est pas représenté sur la Figure 3.6.

14. Autrement dit, le signal était amplifié pendant 10 µs toutes les 200 µs.

15. L'amplificateur dispose d'une sécurité qui coupe l'amplification en cas de réflexions trop importantes, mais

bidirectionnel qui permet de prélever une infime partie des signaux émis et réfléchis afin de pouvoir les mesurer à l'oscilloscope [16].

Pour finir, le signal haute puissance en sortie du coupleur bidirectionnel est injecté dans la cavité au niveau du port de puissance (port P).

Remarque : On notera que toute la partie de la chaîne RF se situant après l'amplificateur – c'est-à-dire le circulateur, la charge adaptée, le coupleur, les câbles et les connecteurs – doivent être capables de fonctionner à haute puissance, et sur une large bande de fréquences qui plus est. Ainsi, le matériel que nous avons utilisé est spécifié pour 500 W *en continu sur la bande entre* 2 GHz *et* 4 GHz*.*

En ce qui concerne la chaîne d'acquisition (à droite de la cavité sur la Figure 3.6), celle-ci repose principalement sur un oscilloscope *Keysight DSA91304A* disposant d'une fréquence d'échantillonnage de 40 GSa/s (ce qui permet la mesure de signaux jusqu'à 13 GHz). Celui-ci est branché, d'une part, aux différentes sondes présentes dans la cavité afin de mesurer les signaux reçus après retournement temporel et, d'autre part, au coupleur bidirectionnel pour mesurer les signaux émis et réfléchis [17]. On notera que des atténuateurs sont utilisés afin de diminuer l'amplitude des signaux en sortie des sondes (≈ -60 dB) et du coupleur (-20 dB) afin de protéger l'oscilloscope, celui-ci étant limité à ± 5 V en entrée.

Pour finir, un deuxième AWG (*Keysight 33622A*, noté AWG_{trig}sur la Figure 3.6) génère les portes d'amplification pour l'amplificateur de puissance, ainsi que les signaux de *trigger* pour l'oscilloscope et l'AWG_{RT} générant les signaux de RT. Il permet ainsi de synchroniser les différents éléments des chaînes d'émission et d'acquisition des signaux [18].

Améliorations par rapport à la thèse précédente

Le nouveau montage RF présente plusieurs améliorations par rapport à la thèse précédente [2]. Celles-ci sont notamment dues à l'achat de matériel plus performant dans le cadre de l'*ANR Altiport 2* réalisée en parallèle de ma thèse.

Premièrement, l'utilisation de l'AWG_{RT} *Tektronix AWG 70001A* ayant une fréquence d'échantillonnage très élevée (50 GSa/s) permet de générer des signaux de RT ayant une très large bande passante et une fréquence élevée, et ce, directement en bande RF. Dans la thèse précédente, les signaux de RT étaient générés à l'aide d'un *Keysight 33622A* disposant d'une fréquence d'échantillonnage de « seulement » 1 GSa/s et une bande passante de 120 MHz [D4]. Une fois le signal généré en bande de base, celui-ci devait ensuite être modulé par une porteuse pour l'amener en bande RF. Cela nécessitait donc d'utiliser en plus un modulateur IQ et un synthétiseur de

ajouter un circulateur pour le protéger ne fait pas de mal.

16. Pour le coupleur utilisé, le couplage entre la voie « principale » (signaux émis ou réfléchis) et les voies couplées (signaux prélevés) est de -50 dB. Autrement dit, la puissance en sortie des voies couplées (ports 3 et 4 du coupleur, cf. Figure 3.6) vaut 1/100 000 de la puissance en entrée de la voie principale (ports 1 ou 2 du coupleur). En terme d'amplitude du signal (tension), cela correspond à une réduction d'un facteur $\sqrt{100\ 000} \approx 300$.

17. L'oscilloscope disposant initialement de 4 voies, puis plus tard de seulement 2, tous les signaux ne peuvent pas être mesurés en même temps. Les câbles correspondant aux signaux à mesurer sont donc branchés et débranchés selon le besoin.

18. Par exemple, l'AWG_{RT} *Tektronix AWG70001* présente un délai de propagation d'environ 710 ns entre la réception du signal de trigger et l'émission du signal en sortie [D3], délai qui doit être compensé via un décalage de son signal de trigger.

fréquence (génération de la porteuse). La Figure 3.8 montre comment le nouvel AWG_{RT} remplace l'ancien montage.

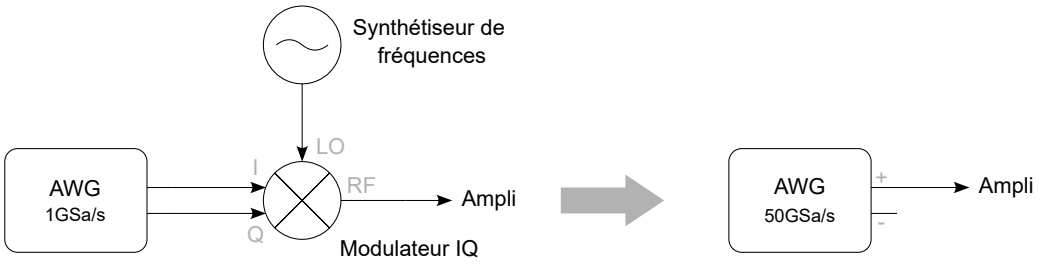


Figure 3.8 – Simplification de la chaîne RF d'émission avec le nouvel AWG_{RT}

Côté chaîne d'acquisition, l'oscilloscope utilisé ici (*Keysight DSA91304A*), avec une fréquence d'échantillonnage de 40 GSa/s et une bande passante de 13 GHz, est aussi plus performant que le précédent. En effet, ce dernier (*Keysight MSO9404A*) disposait d'une fréquence d'échantillonnage de 20 GSa/s et était limité à des signaux ne dépassant pas 4 GHz. Cela aurait été un peu juste pour les expériences de RT que nous avons menées à 4 GHz.

Pour finir, un dernier point d'amélioration est l'ajout du circulateur et du coupleur bidirectionnel, permettant ainsi de protéger davantage l'amplificateur et de mesurer les signaux émis et réfléchis.

3.3.3 Antennes

Les antennes utilisées sur le montage expérimental ont deux rôles distincts : d'une part, injecter le signal dans la cavité et, d'autre part, mesurer le signal reçu. Les contraintes sur ces deux types d'antennes étant différentes, nous distinguerons donc par la suite les *antennes de puissance*, servant à injecter le signal haute puissance lors des expériences de claquage et d'allumage, et les *antennes de mesure*, aussi appelées *sondes*, qui servent à mesurer le signal reçu. Ces deux types d'antennes sont présentés ci-dessous.

3.3.3.1 Antenne de puissance

L'antenne de puissance est branchée sur le port P (pour « puissance »). Elle est utilisée lors de la phase d'apprentissage à basse puissance et pour injecter le signal haute puissance lors des essais de claquage et d'allumage par retournement temporel. Il faut donc qu'elle se couple bien à la cavité [19] et ce sur une large bande de fréquence, afin de maximiser la puissance injectée dans la cavité et minimiser les réflexions à l'accès. [20] De plus, elle doit être conçue de manière à éviter les claquages intempestifs lors de l'injection de signaux de RT à haute puissance, le champ électrique étant alors particulièrement élevé [21].

Deux antennes de puissance ont été utilisées. La première, héritée de la thèse de B. Fragge [2] et utilisée pendant une grande partie de la thèse, est de forme conique (voir Figure 3.9, gauche)

19. Par *couplage*, nous désignons ici la capacité d'une antenne à exciter le champ électromagnétique dans la cavité à partir d'un signal électrique (tension) en entrée et, de manière équivalente, par réciprocité, sa capacité à transformer un champ électromagnétique environnant en signal électrique.

20. Autrement dit, son coefficient de réflexion S_{11} *dans la cavité* doit être le plus bas possible.

21. Lors de l'apprentissage, le risque de claquage est inexistant, la puissance injectée étant généralement de -5 dBm, soit 0,3 mW.

afin d'être large bande. En 3ème année, lors des premiers essais d'allumage, celle-ci a été remplacée par une antenne triangulaire de plus grande taille (Figure 3.9, droite) se couplant mieux à la cavité aux alentours de 4 GHz [22]. Notons que le design de ces deux antennes n'a pas fait l'objet d'une étude spécifique (polarisation, ...), la distribution des champs électromagnétiques dans la cavité étant chaotique et le nombre de modes élevé. Seule la forme conique ou triangulaire a été réfléchie afin de pouvoir se coupler à des modes sur une large bande de fréquences. Les paramètres-S en réflexion (S_{PP}) de ces deux antennes dans la cavité sont donnés sur la Figure 3.10. Plus celui-ci est faible, meilleur est le couplage à la fréquence donnée. On remarquera que chaque pic sur le S_{PP} correspond à un mode de la cavité avec lequel se couple l'antenne. Les variations globales d'amplitude (plus lentes) sont quant à elles dues aux caractéristiques des antennes.

Par ailleurs, les arêtes et coins des deux antennes ont été arrondis et polis afin de diminuer les *effets de pointe* [23] et les risques de claquage associés. Elles utilisent aussi toutes les deux des câbles coaxiaux épais (RG-401) et des connecteurs de type-N supportant la haute puissance et les tensions élevées [24].



FIGURE 3.9 – Antennes de puissance
(gauche) 1ère antenne utilisée, (droite) 2ème antenne utilisée

22. Malheureusement, l'antenne fabriquée est un tout petit peu trop petite, car son adaptation est maximale vers 4,2 GHz, comme le montre la Figure 3.10.
23. Intensification du champ électrique au niveau d'une pointe ou d'une arête.
24. Suivant le fabricant, la tension maximale d'utilisation du *RG-401* est d'environ 3 kV à 3,5 kV.

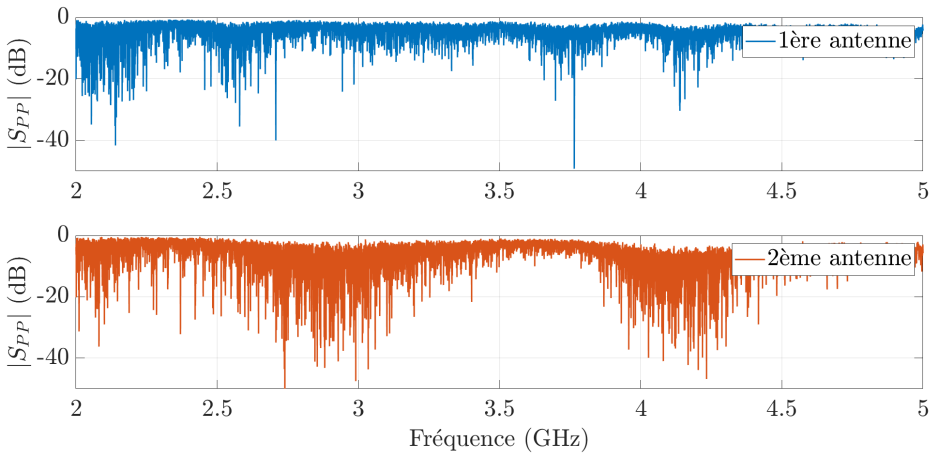


Figure 3.10 – Coefficient de réflexion des deux antennes de puissance dans la cavité (haut) 1ère antenne utilisée, (bas) 2ème antenne utilisée

3.3.3.2 Antennes de mesure (ou sondes)

Alors que le but de l'antenne de puissance est d'injecter le maximum de puissance possible, les antennes de mesures servent quant à elle à mesurer les champs électriques et magnétiques en prélevant le moins de puissance possible : elles doivent donc se coupler faiblement à la cavité. Ce couplage ne doit cependant pas être trop faible afin de pouvoir mesurer les fonctions de transfert (en amplitude et en phase) et les signaux après retournement temporel. De plus, leur réponse fréquentielle aux fréquences d'intérêt doit être la plus plate possible afin de ne pas impacter la mesure. Ces deux facteurs, le faible couplage à la cavité et leur réponse fréquentielle plate, justifient l'emploi du terme *sonde* pour désigner les antennes de mesures. Nous préfèrerons donc ce terme par la suite.

Deux types de sondes ont été utilisées au cours de cette thèse (Figure 3.11) :

— des **sondes monopôles**, fabriquées à partir d'un simple morceau de câble coaxial dont la gaine et le diélectrique ont été retirés sur quelques millimètres. Ces sondes sont sensibles au champ électrique, comme le montre la Figure 3.12a ;

— des **boucles magnétiques**, sensibles au champ magnétique traversant la boucle, comme l'illustre la Figure 3.12b. Ce type de sonde et son utilisation avec les SRR seront présentés plus en détails dans le Chapitre 5.

Ces antennes sont branchées sur les ports 1 à 6.



Figure 3.11 – Sondes fabriquées (haut) monopôle, (bas) boucle magnétique



(a) Monopôle (b) Boucle magnétique

FIGURE 3.12 – Polarisations des sondes

Les coefficients de réflexion à l'accès pour deux antennes de mesures sont donnés sur la Figure 3.13 [25]. Les mesures indiquent un coefficient de réflexion descendant rarement en dessous de $-10\,\mathrm{dB}$ et se situant généralement au dessus de $-5\,\mathrm{dB}$, que ce soit pour le monopôle ou la boucle magnétique. Il ne faut cependant pas oublier que des pertes sont présentes dans les câbles coaxiaux. Celles-ci ont tendance à faire baisser le niveau global du coefficient de réflexion, qui n'atteint dès lors jamais $0\,\mathrm{dB}$ (=réflexion totale). Ces pertes peuvent être estimées ici à $1-2\,\mathrm{dB}$ [26]. Les coefficients de réflexion des sondes en elles-mêmes sont donc plutôt compris entre $-3\,\mathrm{dB}$ et $-8\,\mathrm{dB}$. Ainsi, de manière générale, les antennes de mesures se couplent modérément bien avec la cavité, comme souhaité.

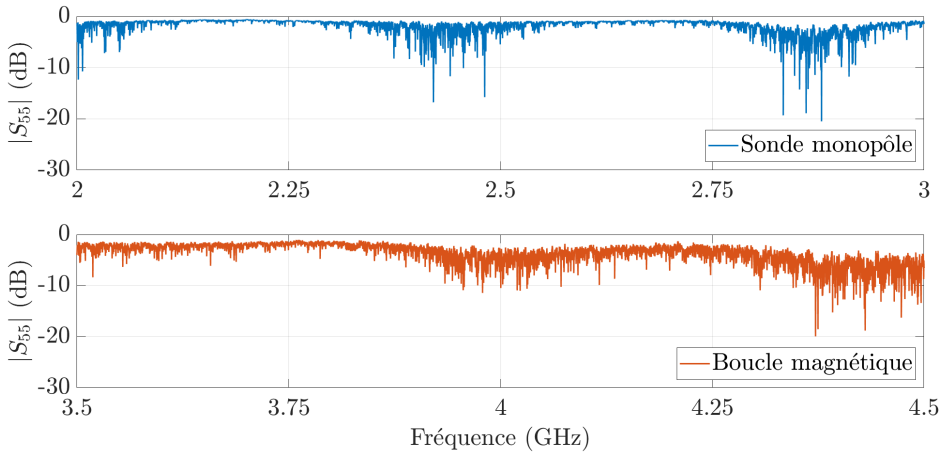


FIGURE 3.13 – Coefficient de réflexion de deux antennes de mesure (haut) sonde monopôle, (bas) sonde boucle magnétique

En ce qui concerne le coefficient de transmission entre l'antenne de puissance et les sondes (Figure 3.14), il est au maximum de $-15\,\mathrm{dB}$ à $-10\,\mathrm{dB}$ et d'à peu près $-25\,\mathrm{dB}$ en moyenne. La proportion de puissance injectée qui « fuite » de la cavité par les antennes de mesures est donc

25. Ces deux types d'antennes ont été utilisées à différents moments de la thèse et sur des plages de fréquences différentes. Cela explique pourquoi les plages de fréquences indiquées sur les Figures 3.13 et 3.14 sont différentes pour les deux types d'antennes.

26. Les pertes dans les câbles coaxiaux peuvent normalement être retirées lors de la mesure au VNA en utilisant une technique appelée « extension de ports ». Cette méthode n'a pas été employée lors de nos mesures, d'où l'estimation.

d'au plus 10% et, en moyenne, inférieure à 1%, ce qui laisse d'autant plus d'énergie disponible pour le claquage. Pour finir, le niveau moyen du coefficient de transmission (−25 dB) est suffisamment élevé par rapport au plancher de bruit du VNA (environ −70 dB), ce qui permet d'assurer une mesure correcte des fonctions de transfert.

Ces antennes peuvent donc être utilisées comme sondes, quoiqu'un couplage encore légèrement plus faible pourrait être bénéfique.

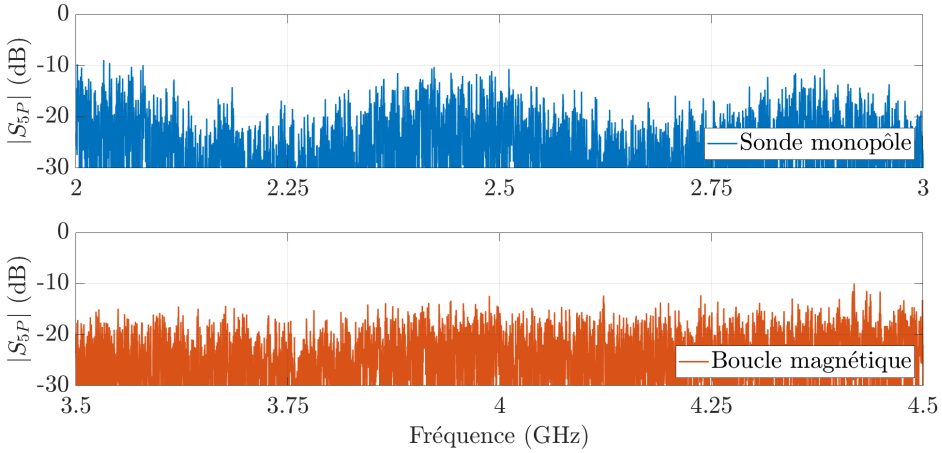


Figure 3.14 – Coefficient de transmission entre la première antenne de puissance et deux antennes de mesure (port 5)
(haut) sonde monopôle, (bas) sonde boucle magnétique

3.3.4 Initiateurs : Split Ring Resonators

Afin de faciliter le claquage des plasmas, difficile à obtenir dans l'air à pression atmosphérique, nous avons utilisé des initiateurs de type *Split Ring Resonator* (SRR). Ces initiateurs ont la forme d'un anneau fendu, comme l'illustre la Figure 3.15. La particularité de ces initiateurs est d'être résonants : lorsqu'ils sont excités à leur fréquence de résonance, le champ électrique est intensifié au niveau de la fente (ou *gap*). Ceux-ci sont sensibles au champ magnétique incident, et non au champ électrique, ce qui explique pourquoi nous avons employé des boucles magnétiques, et non des monopôles, afin de mesurer le champ vu pas les SRR. Le dimensionnement et la caractérisation des SRR, ainsi que leur utilisation conjointe avec les boucles magnétiques étant un sujet d'étude à part entière, nous ne rentrerons pas plus dans les détails ici : cela fera l'objet du Chapitre 5.

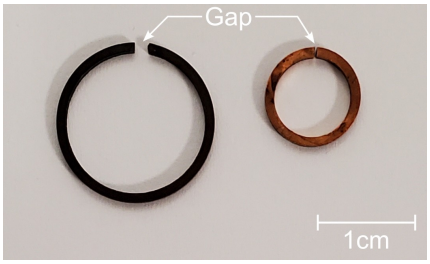


Figure 3.15 – Exemple de SRR
(gauche) SRR résonant à 2,8 GHz, (droite) SRR résonant à 4 GHz

3.3.5 Système d'injection de kérosène

Le système d'injection comprend l'ensemble du matériel (atomiseur, débitmètre et réservoir) permettant d'injecter le kérosène sous forme de spray (Figure 3.16) lors des essais d'allumage. Ce système sera présenté plus en détail dans le chapitre associé (Chapitre 7).

Pour des raisons de sécurité, le système d'injection n'était présent que lorsque cela était nécessaire. Malgré cela, son positionnement a joué un rôle majeur tout au long de la thèse. Ainsi, les boucles magnétiques et les SRR ont été positionnés, dès le départ, sous l'orifice d'injection, afin de nous assurer du claquage de plasmas là où se trouverait le spray de kérosène (voir Figures 3.16 et 3.3). La position de l'orifice d'injection a aussi limité la zone dans laquelle laquelle nous avons pu réaliser l'étude sur la qualité de la focalisation par retournement temporel qui sera vue au Chapitre 4.

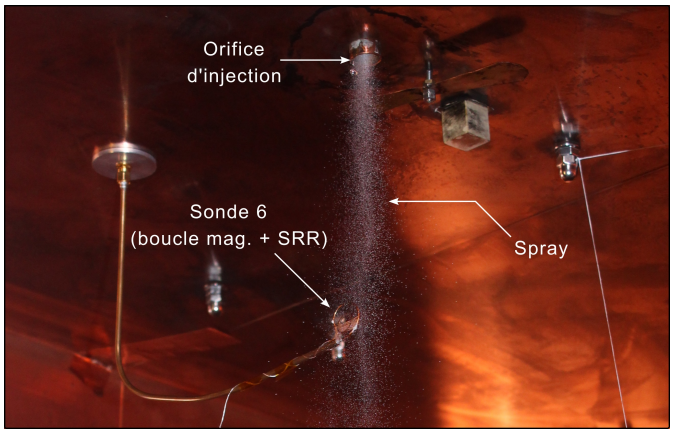


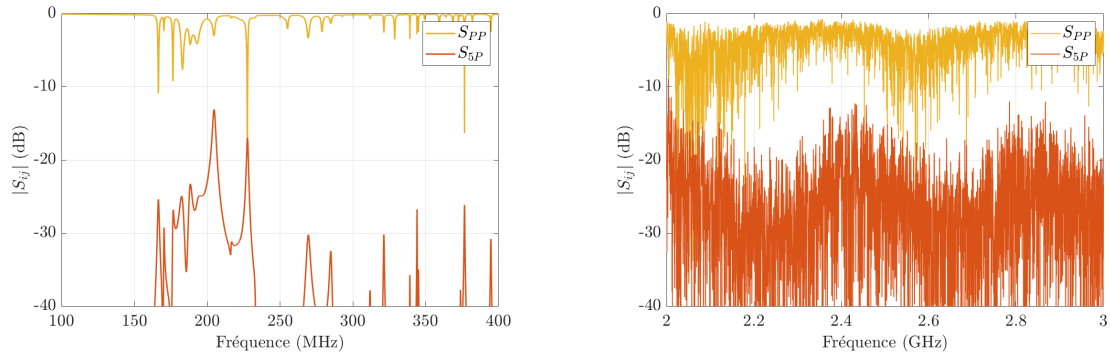
FIGURE 3.16 – Injecteur en fonctionnement

3.4 Remise en état de la cavité et étude des pertes

La cavité a été conçue et construite par B. FRAGGE au cours de sa thèse afin d'y réaliser des essais de claquage, puis d'allumage [40]. Après la fin de celle-ci, la cavité est restée inutilisée pendant environ une année avant le début de ma thèse. Une des premières étapes de ma thèse a donc consisté à vérifier l'état mécanique et électromagnétique de la cavité. Certains assemblages scotchés s'étant décollés entre temps, quelques réparations mineures ont été nécessaires. Par ailleurs, un dépôt de suie pouvant potentiellement absorber les micro-ondes était présent sur certaines parois. Une nouvelle caractérisation de la cavité était donc nécessaire.

Pour cette caractérisation, les paramètres-S sur deux bandes de fréquences ont été mesurés au VNA. La première bande de fréquence, de 100 MHz à 400 MHz, permet de voir les premiers modes de la cavité se situant aux alentours de 170 MHz et leurs harmoniques (Figure 3.17a). La deuxième bande de fréquence, allant de 2 GHz à 3 GHz, correspond, quant à elle, à la bande de fréquence sur laquelle il était initialement prévu de faire du RT (Figure 3.17b).

La capacité de la cavité à stocker de l'énergie était le point qui nous intéressait plus particulièrement à ce stade. Deux grandeurs peuvent être utilisées pour l'évaluer (voir Chapitre 2.1.3.2) :



(a) Premiers modes

(b) Bande de fréquences envisagée pour le RT

Figure 3.17 – Exemple de paramètres-S mesurés entre l'antenne de puissance et la sonde 5
S_{PP}=coefficient de réflexion à l'accès de puissance, S_{5P}=coefficient de trasmission

(1) le facteur de qualité Q associé à un mode donné et (2) le temps de réverbération t_{reverb} de la cavité.

En première approche, il est tentant d'utiliser le facteur de qualité puisqu'il s'agit du paramètre généralement utilisé pour caractériser les résonateurs. Cependant, il présente un désavantage majeur dans notre cas : il ne permet de caractériser qu'un mode donné, celui-ci devant être isolé. Il est donc impossible de calculer une valeur de Q aux fréquences qui nous intéressent, c.-à-d. entre 2 GHz et 3 GHz, car les modes se recouvrent partiellement. On pourrait alors envisager de calculer le facteur de qualité sur l'un des premiers modes, ceux-ci étant bien espacés, mais cela ne serait pas représentatif des conditions dans lesquelles sera effectué le RT. De plus, les deux premiers modes de notre cavité (à 166,2 MHz et 168,2 MHz) présentent respectivement un facteur de qualité d'environ 200 et 1500 [27]. Un tel écart (rapport ×6) pour des fréquences si proches, montre bien que le facteur de qualité n'indique que la capacité d'un mode en particulier à stocker de l'énergie, et non les pertes dans la cavité de manière générale. Pire que cela, nous avons observé lors du démontage de la structure interne que la présence d'une barre horizontale transverse engendrait la disparition du mode à 168,2 MHz ($Q = 1500$), ne laissant que le mode à 166,2 MHz ($Q = 200$). Utiliser le facteur de qualité pourrait donc facilement conduire à conclure que les pertes dans la cavité sont beaucoup plus élevées qu'elles ne le sont en réalité.

A la place nous avons donc utilisé le temps de réverbération, calculé sur la bande de fréquence allant de 2 GHz à 3 GHz. Celui-ci présente plusieurs avantages. Premièrement, les pertes à la paroi dépendent de la fréquence : un temps de réverbération calculé entre 2 GHz et 3 GHz est donc, en théorie, beaucoup plus représentatif des pertes lors du RT qu'un facteur de qualité calculé à environ 170 MHz. Deuxièmement, le calcul du temps de réverbération sur une large bande de fréquences permet de moyenner les pertes sur un grand nombre de modes, ce qui rend l'estimation plus fiable. Pour finir, il est plus facile d'interpréter une valeur de temps de réverbération qu'un facteur de qualité : un temps de réverbération de 1 µs veut simplement dire que 90 % de l'énergie a « disparu » au bout de 1 µs.

27. Les facteurs de qualité ont été calculés à partir d'un code réalisé par T. Delage [23] au cours de sa thèse. Ce code permet à la fois de calculer le facteur de qualité global, ou chargé, ici $Q = 200$ et $Q = 1500$, et les facteurs de qualité internes et externes (voir 2.1.3.2).

Pour rappel, le temps de réverbération se calcule à partir de l'équation (2.8), en prenant ici $r(t) = h_{iP}(t)$ la réponse impulsionnelle entre l'antenne de puissance et la sonde monopôle i :

$$t_{reverb} = \pi \sqrt{\frac{\int t^2 h_{iP}^2(t) dt}{\int h_{iP}^2(t) dt}} \tag{3.1}$$

Les valeurs de temps de réverbération ainsi obtenues sont de 2,9 µs à partir de nos mesures (moyenne des calculs avec h_{4P} et h_{5P}) et 7,0 µs en prenant une série de mesures de B. Fragge (pour laquelle nous ne connaissons pas la configuration exacte de la cavité). Face à une telle diminution du temps de réverbération, une investigation plus poussée sur l'origine des pertes dans la cavité a été menée.

Pour déterminer l'origine de l'augmentation des pertes, nous avons étudié l'influence de trois éléments différents :

— les **dépôts de suie** engendrés par les essais d'allumage réalisés à la fin de la thèse précédente. Ces dépôts étaient principalement présents à proximité de l'orifice d'injection du carburant. Une majeure partie des suies a été enlevée, sans toutefois parvenir à complètement les nettoyer ;

— l'**oxydation des parois** en cuivre au cours du temps, les oxydes de cuivre étant moins conducteurs. Pour cela, nous avons utilisé du vinaigre blanc (acide acétique à 8%), suivi d'un rinçage à l'eau immédiatement après et d'un séchage. Ce traitement n'a été réalisé que sur les parois pouvant facilement être changées, c'est à dire les portes (soit environ $2 \times 0,6 m^2$, pour une surface totale de parois de $10 m^2$) [28] ;

— la **structure interne en aluminium** servant à soutenir les SRR et la bougie lors des essais d'allumage de B. Fragge. Pour cela, les différents éléments de la structure ont été enlevés un à un.

A chaque stade de cette étude, les paramètres-S ont été mesurés deux fois (pour évaluer leur variabilité). Les temps de réverbération associés sont reportés sur la Figure 3.18.

Aucun effet significatif de la suie sur le temps de réverbération n'est observable, ce qui est rassurant, à la fois pour les essais d'allumage de cette thèse et pour de futures applications aéronautiques [29]. De même, l'oxydation des plaques ne semble pas jouer de rôle majeur. Ces deux conclusions doivent cependant être nuancées car les surfaces traitées sont petites comparées à la surface totale des parois (environ 1 m^2 sur 10 m^2 au total). En revanche, la structure interne est à l'origine de pertes ohmiques importantes, comme le montre l'augmentation progressive du temps de réverbération au cours de son démontage (points verts sur la Figure 3.18). Une fois complètement retirée, le temps de réverbération atteint 4 µs. Malgré tout, le temps de réverbération reste inférieur à celui obtenu à partir des mesures de B. Fragge pour des raisons que nous n'avons pas pu déterminer.

28. Cette méthode semble efficace pour enlever l'oxyde, mais n'est pas sans inconvénients : l'exposition prolongée du cuivre à l'acide acétique conduit à la formation de « vert de gris », probablement formé d'acétate de cuivre. Par ailleurs, cette attaque chimique change l'état de surface des plaques, sans toutefois savoir si l'état final est meilleur que l'état initial. On notera qu'en fin de thèse, les échantillons sur lesquels des tests avaient été réalisés au préalable sont quasiment indiscernables des échantillons de cuivre non traités.

29. Même si le dépôt de suie dans un moteur devrait être minimal.

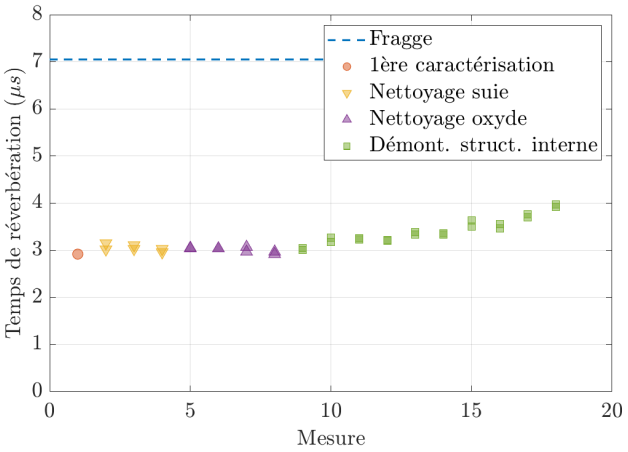


Figure 3.18 – Temps de réverbération

Afin de maximiser le stockage de l'énergie dans la cavité, il a été décidé de ne pas remonter la structure interne, même si cela diminue la chaoticité de la cavité. L'addition d'une demi-sphère en métal et la montée en fréquence effectuée plus tard (de 2,8 GHz à 4 GHz, voir Chapitre 6) permettent de compenser, au moins en partie, cela (pour une illustration de l'effet de ces paramètres, voir les Figures 2.1 et 2.2 du Chapitre 2.1.1.3). Pour finir, on notera que les paramètres-S acquis dans le cadre des expériences de RT ont permis de suivre l'évolution du temps de réverbération tout au cours de cette thèse. Malgré les modifications effectuées (ajout de la demi-sphère, montée en fréquence), le temps de réverbération n'a pas évolué de manière significative puisqu'il était de $3{,}9 \pm 0{,}1$ µs lors de la dernière campagne d'allumage en Novembre 2025.

3.5 Déroulement d'une expérience de retournement temporel

Pour finir ce chapitre, nous proposons d'expliquer comment se déroulent les expériences de retournement temporel réalisées dans cette thèse. La Figure 3.19 permet de synthétiser les différentes étapes que nous développerons dans les sous-sections suivantes. Afin d'illustrer ces étapes, nous prendrons l'exemple de la focalisation sur la sonde 5. Nous ne montrerons donc que les signaux et spectres qui lui sont associés. Bien évidemment, rien n'empêche de focaliser sur une autre sonde si on le souhaite.

3.5.1 Apprentissage

La première étape, comme pour toute expérience de retournement temporel, est l'apprentissage. Comme cela a été fait dans la thèse de V. Mazières [1] et de B. Fragge [2], nous commençons par réaliser une mesure de la *fonction de transfert* entre l'antenne d'émission et l'antenne de réception (ou sonde dans notre cas) (Figure 3.19, étape 1.a). Ces mesures sont suivies par une étape de calculs numériques permettant de reproduire de manière « virtuelle » ce qui se passerait si nous émettions une impulsion depuis la sonde et que nous enregistrions le signal $r_p(t)$ reçu au niveau de l'antenne de puissance (Figure 3.19, étapes 1.b et 1.c). Autrement dit, l'étape d'apprentissage dans le domaine temporel ayant habituellement lieu est remplacée par une mesure

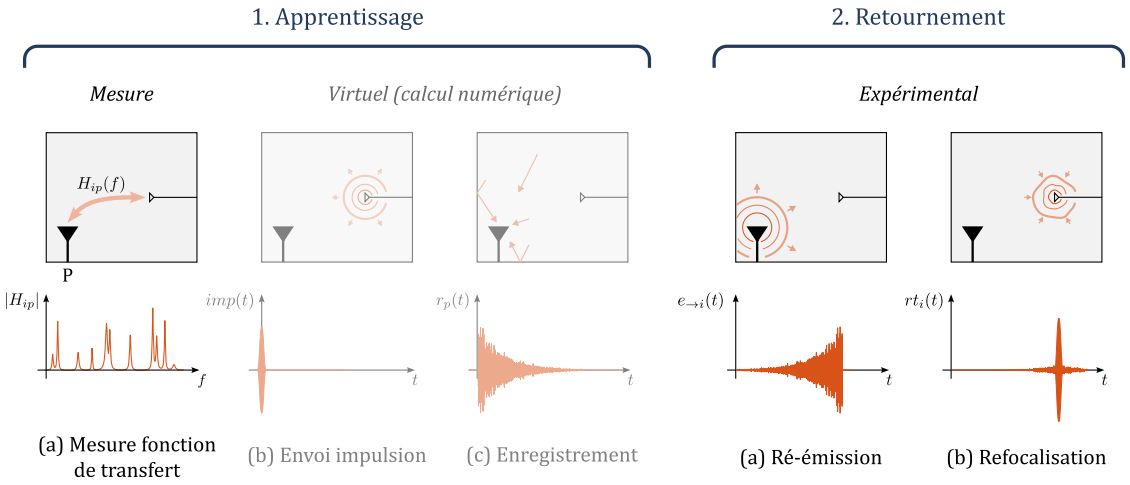
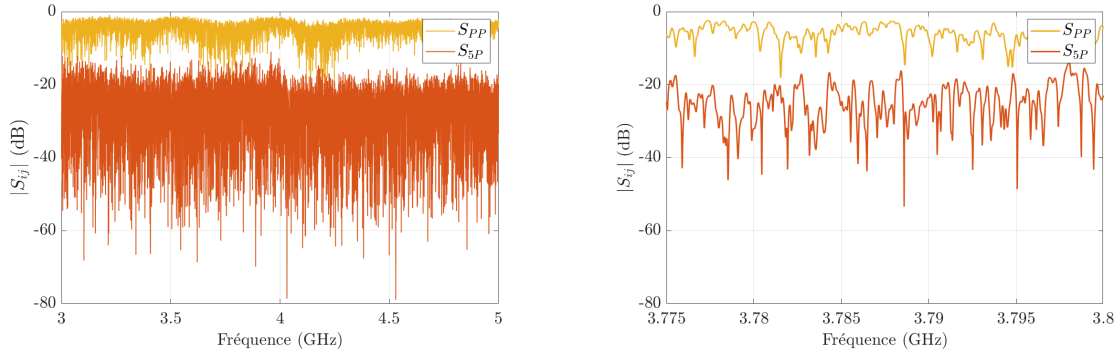


FIGURE 3.19 – Les différentes étapes du retournement temporel (méthode fréquentielle)

dans le domaine fréquentiel et une série de calculs numériques. L'impulsion initiale $imp(t)$ n'est jamais réellement émise.

Deux facteurs expliquent pourquoi nous employons cette méthode, appelée ici « méthode fréquentielle », à la place de la « méthode classique » temporelle consistant à émettre une impulsion initiale et à enregistrer le signal reçu (méthode utilisée lors des premières expériences de retournement temporel acoustique de FINK et al. [44], puis avec des micro-ondes par LEROSEY et al. [49]). Premièrement, le fait de calculer de manière numérique le signal $r_p(t) = h_{pi}(t) * imp(t)$ permet de changer les paramètres de l'impulsion initiale à volonté (par exemple sa durée), sans avoir besoin de refaire une nouvelle étape d'apprentissage. Deuxièmement, avec les instruments à notre disposition, il est plus compliqué de réaliser une mesure « précise » dans le domaine temporel, que dans le domaine fréquentiel. En effet, que ce soit pour mesurer la réponse impulsionnelle $h_{pi}(t)$ ou le signal reçu $r_p(t) = h_{pi}(t) * imp(t)$, il est nécessaire de disposer d'oscilloscopes ayant une bande passante élevée, ou de démoduler le signal avant (comme cela a été fait par LEROSEY et al. [49]). Idéalement, la résolution, ou la dynamique [30], de l'oscilloscope doit aussi être élevée afin de pouvoir mesurer à la fois le signal de forte amplitude au début de la réponse impulsionnelle et les petites variations à la fin, celles-ci pouvant être proches du seuil de bruit. Ainsi, l'oscilloscope *Keysight DSA91304A* dont nous disposons a une résolution de 8 bit, soit 256 valeurs mesurables, ou encore une dynamique de 42 dB [31]. En comparaison, avec un VNA mesurant la fonction de transfert (tel que notre *Keysight E5071C*), une dynamique d'au moins 50 dB est très facilement atteignable [32]. De même, la gamme de fréquences mesurables est généralement plus élevée sur un VNA que sur un oscilloscope.

30. Rapport entre les amplitudes maximale et minimale mesurables pour un calibre donné.
31. La dynamique peut être potentiellement améliorée en faisant du moyennage [D5]. La valeur de 42 dB est obtenue en prenant $20 \log_{10}(2^{8-1})$ (le -1 correspond au bit de signe) et en négligeant le bruit et les défauts de l'étage d'acquisition (voir [D6] pour plus de détails sur ce qu'est la dynamique).
32. Elle peut atteindre jusqu'à ≈ 90 dB avec des réglages plus fins [D7].



(a) Spectre entier (b) Zoom sur une fenêtre de 25 MHz

Figure 3.20 – Exemple de paramètres-S mesurés
(ici entre l'antenne de puissance et la sonde 5)

3.5.1.1 Mesures

La première étape de l'apprentissage consiste donc à mesurer les fonctions de transfert entre l'antenne d'émission (dans notre cas l'antenne de puissance) et les différents récepteurs (ou sondes). Pour cela, le VNA est simplement branché d'un côté, au port de puissance de la cavité, et de l'autre, successivement à chacun des ports/sondes (voir Figure 3.5). Pour chaque sonde, l'acquisition des paramètres-S est réalisée par fenêtres de 25 MHz sur toute la bande de fréquence d'intérêt (par exemple de 3 GHz à 5 GHz). Un exemple de paramètres-S ainsi mesurés est donné sur la Figure 3.20a. Ce découpage en différentes fenêtres d'acquisition est dû au VNA utilisé (*Keysight E5071C*) qui ne peut acquérir que 1601 points sur une fenêtre de mesure. La résolution fréquentielle avec découpage est ainsi de $25\,\text{MHz}/(1601-1) = 15\,625\,\text{kHz}$, ce qui permet de résoudre correctement des modes dont la largeur est de quelques dizaines à quelques centaines de kilohertz (voir Figure 3.20b). Afin de rendre l'acquisition des n fenêtres moins fastidieuse, le VNA est piloté via son interface *VISA*[33] au moyen d'un script Python développé en début de thèse.

3.5.1.2 Calculs numériques

Remarques :

— *Afin de ne pas alourdir cette section, les détails des différentes étapes du calcul (mise en forme des fonctions de transfert, génération de l'impulsion, modulation complexe, ...) et leur implémentation ne sont pas présentés ici. Seule une vue globale des différentes étapes est présentée. Le lecteur intéressé pourra trouver plus de détails en Annexe B.*

— *Pour des raisons liées au temps de calcul, la majeure partie des calculs est effectuée dans le domaine fréquentiel, le passage du domaine fréquentiel au domaine temporel (et inversement) se faisant simplement à l'aide d'une FFT inverse (ou directe). Dans les paragraphes suivants,*

33. L'interface de programmation VISA, pour *Virtual Instrument Software Architecture*, est une interface de programmation permettant de piloter divers instruments de mesure au moyen d'un ordinateur. Celle-ci définit la syntaxe des commandes et quelques commandes communes, chaque constructeur définissant ensuite des commandes propres à ses appareils de mesure (par exemple `:SENS1:FREQ:STOP 3.0E9` pour régler la fréquence de fin à 3 GHz sur notre VNA).

il a cependant été choisi de représenter les signaux dans le domaine temporel pour simplifier la compréhension.

Après avoir mesuré la fonction de transfert, nous pouvons passer aux calculs numériques (Figure 3.19, étapes 1.b et 1.c). La première étape de ces calculs consiste à générer une impulsion, ou un train d'impulsions, en accord avec les paramètres choisis pour l'expérience (type d'impulsion, durée, nombre, fréquence de la porteuse f_c...). La Figure 3.21a montre un exemple d'impulsion avant et après modulation par la porteuse. Dans cet exemple, nous avons choisi une impulsion de forme Hann et de durée 10 ns, ainsi qu'une fréquence de porteuse $f_c = 4\,\text{GHz}$. Le signal qui serait reçu lors de l'apprentissage (Figure 3.19, étape 1.c) est ensuite calculé à l'aide de la formule (2.19), reportée ci-dessous :

$$R_i(f) = H_{iP}(f) \cdot Imp(f), \tag{3.2}$$

avec $H_{iP}(f) = S_{iP}(f)$ la fonction de transfert et $Imp(f)$ l'impulsion initiale choisie. Un exemple de signal ainsi obtenu est donné sur la Figure 3.21b. Il suffit alors d'inverser ce signal dans le temps (ou de le conjuguer dans le domaine spectral) pour obtenir le signal à envoyer depuis l'antenne de puissance pour refocaliser sur la sonde i :

$$E_{\to i}(f) = H_{iP}(f)^* \cdot Imp(f)^* \tag{3.3}$$

Après cette étape de calculs numériques, on dispose donc du signal à envoyer pour focaliser sur la cible souhaitée et préparé de manière à pouvoir être émis par le générateur de signaux arbitraires[34] (voir l'exemple de la Figure 3.21c)

Si besoin, il est aussi possible à ce stade de calculer les signaux reçus après retournement temporel sur la sonde que l'on cible ($RT_i(f) = |H_{iP}(f)|^2 \cdot Imp(f)^*$) et sur les autres sondes (voir Figure 3.21d, par exemple). Cela peut être utile si l'on souhaite comparer l'expérience et le calcul ou si l'on veut estimer à l'avance la qualité de la focalisation. Dans cet exemple, le pic de RT est d'amplitude bien plus élevée que le bruit obtenu sur les autres sondes : il y a donc bien focalisation par retournement temporel.

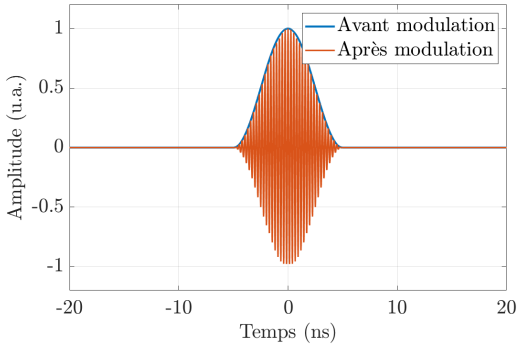
Pour finir, on notera ici que les codes utilisés pour les calculs de RT et la préparation des signaux, initialement récupérés des thèses de V. Mazières [1] et B. Fragge [2], ont finalement été intégralement ré-écrits en début de thèse afin de les rendre plus facile d'utilisation, mieux documentés et de corriger quelques erreurs mineures[35].

3.5.2 Retournement : ré-émission du signal et refocalisation

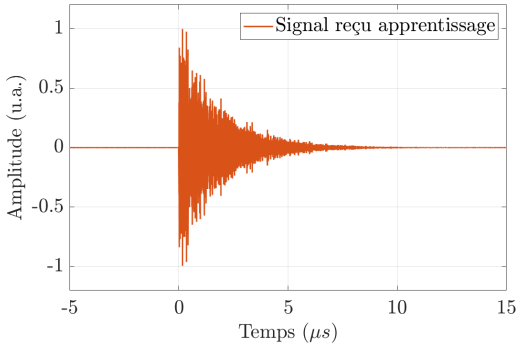
L'étape de ré-émission du signal (Figure 3.19, étape 2.a) ne pose pas de problèmes particuliers : il suffit d'émettre avec l'AWG_{RT} le signal généré à l'étape précédente. Le signal $e_{\to i}(t)$ émis est ensuite amplifié par l'amplificateur pulsé, puis injecté dans la cavité (voir Figure 3.6). Pour finir, les signaux reçus sur les différentes sondes et en sortie du coupleur sont enregistrés à l'aide de l'oscilloscope. La Figure 3.22 montre le signal mesuré après refocalisation lors d'une expérience RT, ainsi que le signal calculé. Dans les deux cas, on observe un pic de retournement temporel

34. Pour cela le signal doit aussi être fenêtré pour correspondre à la durée d'amplification de l'amplificateur, ...Voir Annexe B

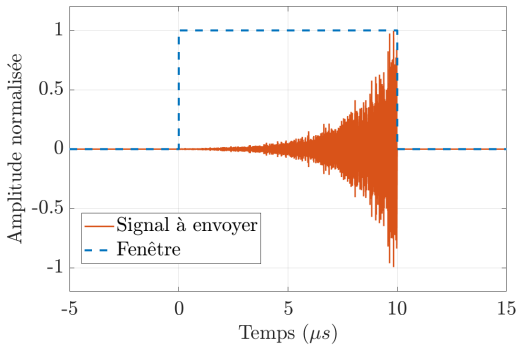
35. Dans les deux cas, ces codes de calculs ont été écrits en `MATLAB`.



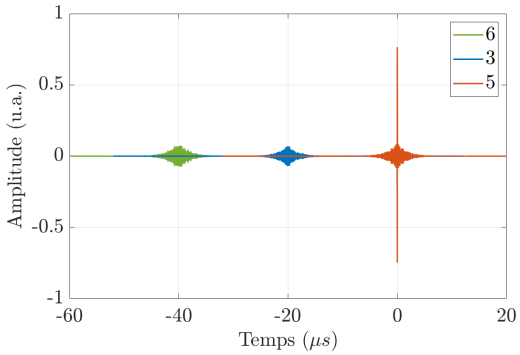
(a) Impulsion initiale $imp(t)$ (type : Hann, durée $d = 10\,\text{ns}$, fréquence de porteuse $f_c = 3{,}8\,\text{GHz}$)



(b) Signal $r_5(t)$ calculé après apprentissage (sonde 5)



(c) Signal $e_{\to 5}$ à envoyer pour focaliser sur la sonde 5



(d) Signaux reçus sur les sondes après RT (calcul) (Signaux 6 et 3 décalés pour plus de lisibilité)

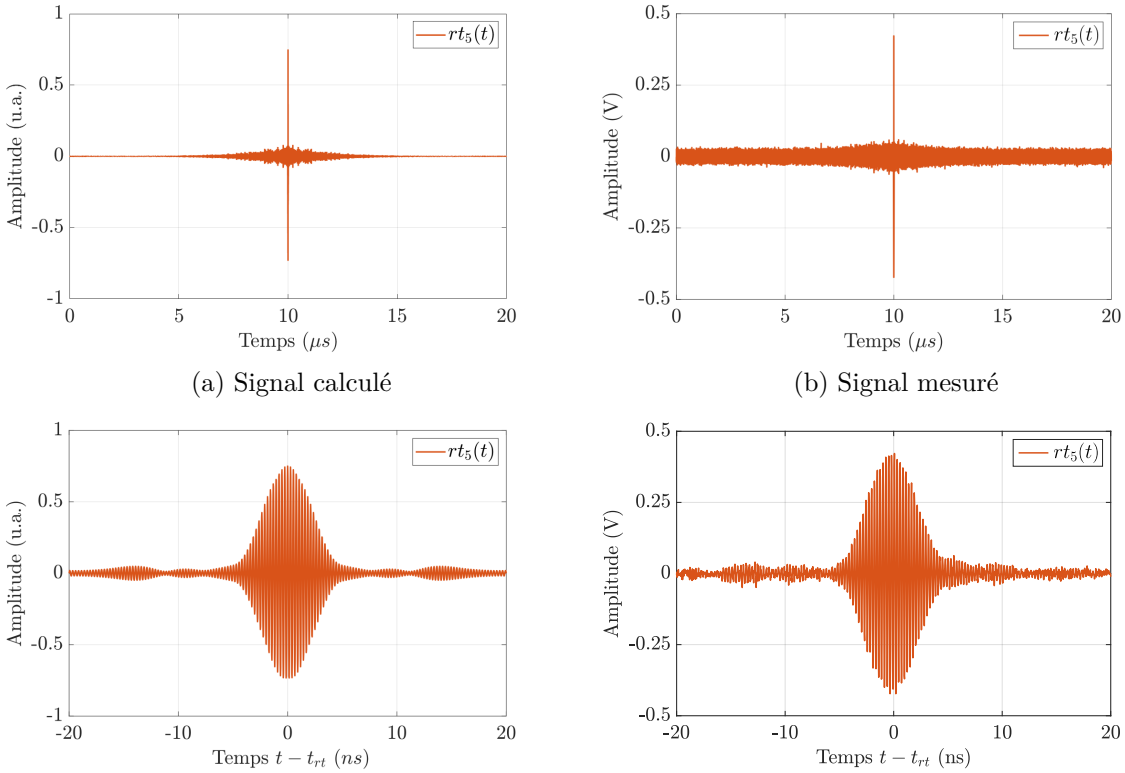
Figure 3.21 – Exemple de signaux calculés (ici pour refocaliser sur la sonde 5)

(à $t = 0$) de durée et de forme identiques à l'impulsion initiale : il y a donc bien retournement temporel. Dans le cas du signal calculé (Figure 3.22a), ce pic est entouré de bruit qui croît, puis décroît de manière exponentielle, comme attendu. Pour le signal mesuré, on retrouve cette croissance, puis décroissance, du bruit autour du pic de RT, mais elle est nettement moins visible du fait du niveau de bruit de mesure élevé. En zoomant sur le pic de RT calculé (Figure 3.22c), on observe que ce bruit est en réalité constitué de lobe secondaires temporels. Ces lobes secondaires sont aussi visibles sur le signal mesuré (Figure 3.22d). Malgré le bruit de mesure, on constate donc ici une bonne correspondance entre expérience et calcul.

Remarques :

— *Sur la Figure 3.22, les différences d'échelles verticales s'expliquent par le fait qu'à gauche il s'agit de résultats de calculs et à droite de mesures non post-traités. Il s'agit donc du signal mesuré brut, sans compensation des différents étages d'atténuation entre la sonde et l'oscilloscope.*

— *Lorsque le nombre de signaux à enregistrer était supérieur au nombre de voies fonctionnelles de l'oscillscope, les acquisitions ont été réalisées en plusieurs fois.*



(a) Signal calculé

(b) Signal mesuré

(c) Signal calculé (zoom sur le pic)

(d) Signal mesuré (zoom sur le pic)

FIGURE 3.22 – Exemple de signaux reçus après focalisation (sonde 5)

3.6 Synthèse

L'objectif principal de ce chapitre était de présenter le dispositif expérimental. Il est composé de différents éléments :

— une cavité réverbérante, dont les grandes dimensions ($2\,\mathrm{m} \times 1\,\mathrm{m} \times 1\,\mathrm{m}$) permettent d'obtenir un nombre élevé de modes aux fréquences utilisées pour le RT (2,8 GHz, puis 4,0 GHz). Ses parois en cuivre permettent de diminuer les pertes.

— une chaîne d'émission permettant d'injecter les signaux lors des expériences de retournement temporel. Elle comprend notamment un générateur de signaux arbitraires ($\mathrm{AWG_{RT}}$) et un amplificateur de puissance pulsé ;

— une chaîne d'acquisition utilisée pour enregistrer les signaux lors des expériences de retournement temporel (oscillscope, coupleur bidirectionnel et atténuateurs) ;

— une chaîne d'apprentissage, composé d'un analyseur de réseaux vectoriel (VNA), utilisée uniquement à l'étape d'apprentissage ;

— d'une « antenne de puissance », utilisée pour injecter les signaux dans la cavité (deux antennes différentes ont été utilisées) ;

— d'antennes de mesures, ou sondes, pour mesurer les signaux reçus après retournement temporel (monopôles et boucles magnétiques) ;

En fonction des besoins expérimentaux, il est possible d'ajouter un système de mesure non intrusive du champ électrique (Chapitre 4), des initiateurs de type SRR afin d'augmenter localement le champ électrique et faciliter le claquage (Chapitres 6 et 7) et un système d'injection de carburant et d'extraction des gaz brûlés (Chapitre 7).

Dans une deuxième partie du chapitre, nous avons cherché à caractériser les pertes dans la cavité, notamment au travers d'une mesure de son temps de réverbération. La valeur de temps de réverbération initialement obtenue étant plus basse que celle donnée par B. Fragge dans sa thèse (ce qui signifie davantage de pertes), nous avons cherché à comprendre l'origine de cet écart. Après enquête, l'augmentation des pertes semble en partie due à l'ajout d'une structure interne en aluminium par B. Fragge. Nous l'avons donc retirée. La suie et l'oxydation ne semblent en revanche pas engendrer de pertes significatives. La valeur de temps de réverbération que l'on retiendra pour cette thèse est de 4 µs.

Dans la dernière partie du chapitre, nous avons présenté le déroulement d'une expérience de retournement temporel. Celle-ci comprend une étape d'apprentissage dans le domaine fréquentiel (mesure de la fonction de transfert entre l'antenne de puissance et l'antenne ciblée), une étape de calculs numériques permettant de déterminer les signaux $e_{\rightarrow i}(t)$ à émettre pour focaliser, puis, pour finir, l'émission de ces signaux et l'enregistrement des signaux reçus après retournement temporel sur les différentes sondes.

Chapitre 4

Étude de la focalisation spatio-temporelle

Pendant sa thèse, B. Fragge a dû utiliser plusieurs pics de RT successifs (entre 4 et 7, espacés d'environ 150 ns) de durée relativement longue (environ 200 ns) [1] pour réussir à claquer, un unique pic de courte durée (10 ns) n'ayant pas permis d'y arriver. L'hypothèse était alors qu'une unique impulsion ne contenait pas assez d'énergie pour claquer. Une dégradation de la qualité de la focalisation spatio-temporelle semble avoir été observée, à la fois sur les signaux reçus et par le fait que des plasmas soient apparus sur des SRR sensés se trouver en dehors de la tache focale [2]. Ces observations sont cohérentes avec les résultats théoriques connus sur l'effet de l'allongement de l'impulsion sur la focalisation par RT. Faute de temps et de matériel approprié, cette dégradation n'a cependant pas été étudiée davantage. Des doutes restant sur la focalisation spatiale, il n'a donc pas été possible de confirmer que le claquage des plasmas (et l'allumage subséquent) était bien dû à la focalisation des micro-ondes par le RT à l'endroit ciblé, et non à l'injection d'un niveau de puissance suffisamment élevé et long pour claquer en divers endroits, si tant est qu'un initiateur s'y trouve.

L'objectif de ce chapitre est donc d'évaluer comment évolue la focalisation spatio-temporelle lorsque l'on fait varier la durée et le nombre de pics de RT. A l'issue de ce chapitre, nous devrions donc être en mesure de confirmer si B. Fragge a réellement réussi à claquer de manière sélective, ou non. Nous devrions également disposer d'ordres de grandeur sur la durée et le nombre d'impulsions à ne pas dépasser pour focaliser de manière satisfaisante par retournement temporel, c'est à dire pour générer un plasma sur le SRR ciblé sans claquer sur ses voisins. Pour réaliser cette étude, nous utilisons une approche mixte expérimentale/numérique permettant de déterminer le signal reçu à différents endroits de la cavité lorsque l'on cherche à focaliser en un point donné.

4.1 Dispositif & méthode

Afin de réaliser cette étude, nous avons choisi d'utiliser une approche mélangeant expérimental et calculs numériques. Pour cela, les fonctions de transfert entre l'antenne de puissance et différents points de la cavité sont d'abord enregistrées. Dans un deuxième temps, les signaux qui seraient reçus après retournement temporel pour différentes positions ciblées sont calculés numériquement. Cette seconde étape étant purement numérique, il est possible de faire varier les différents paramètres des impulsions à souhait (durée, nombre, espacement, ...), sans avoir besoin de

1. Voir le Chapitre III.2 de sa thèse [2].
2. C'est à dire sur des SRR placés à plus de $\lambda/2$ du point de focalisation. Voir thèse de B. Fragge, page 126.

refaire de nouvelles mesures. Pour finir, la qualité de la focalisation temporelle et spatiale sont estimées à partir des signaux calculés.

4.1.1 Mesure non intrusive

L'étude de la focalisation spatiale nécessite d'acquérir les fonctions de transferts pour de nombreuses positions. Plutôt que d'utiliser une sonde par position, ce qui ne serait pas très pratique, nous avons choisi d'utiliser une unique sonde que l'on déplace pour « scanner » la cavité. Il faut cependant faire attention à ne pas modifier le champ dans la cavité lorsqu'on déplace la sonde d'une position à l'autre afin (1) que la configuration du champ soit la même pour toutes les mesures et (2) qu'en un point donné elle soit la même avec la sonde (apprentissage) et sans la sonde (retournement). Cela exclut l'utilisation d'un simple monopôle sonde au bout d'un câble coaxial [3], la gaine métallique du coaxial étant particulièrement visible par les ondes. A la place, il faut utiliser une sonde *non-intrusive*. Ici, nous avons employé une sonde *enprobe EFS-105* (Figure 4.1). Celle-ci est constituée d'une tête de mesure qui comprend un dipôle de petite taille sensible au champ $\vec{E}$ et perturbant peu le champ, un amplificateur, une diode laser et une cellule photovoltaïque pour alimenter l'électronique embarquée [D8]. La tête de la sonde est reliée à un boitier de conditionnement du signal au moyen d'une fibre optique dans laquelle circulent les lasers permettant d'alimenter la tête de la sonde et de récupérer le signal reçu. L'avantage de la fibre optique utilisée ici est d'être transparente aux micro-ondes et, donc, de ne pas perturber le champ.

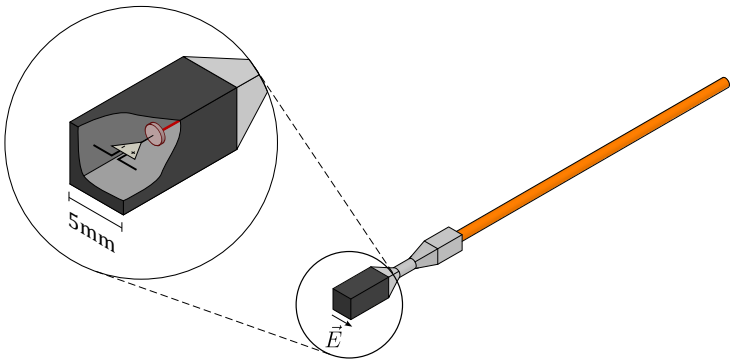


Figure 4.1 – Sonde *enprobe EFS-105*

Afin de s'assurer de la non-intrusivité de la sonde *enprobe*, le coefficient de réflexion au niveau de l'antenne de puissance a été mesuré pour différentes positions de la sonde (Figure 4.2). La différence entre les mesures est très faible, que ce soit pour deux positions de la sonde proches ($z = 20\,\text{cm}$ et $z = 21\,\text{cm}$, soit $\Delta z = \lambda/12$), ou pour deux positions éloignées ($z = 20\,\text{cm}$ et $z = 60\,\text{cm}$, soit $\Delta z \approx 3,3\lambda$). Cela montre que les effets du déplacement de la sonde *enprobe* sur le champ sont faibles, et donc que cette dernière est bien non intrusive.

3. Comme, par exemple, celui montré sur la Figure 3.11 au chapitre précédent.

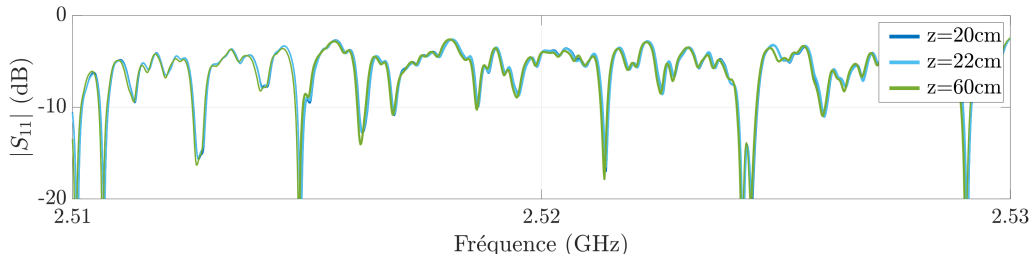
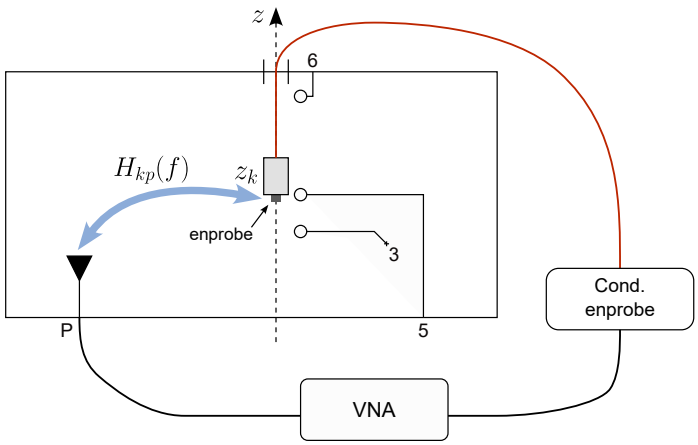


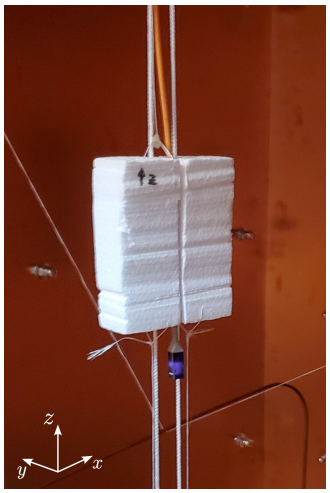
FIGURE 4.2 – Coefficient de réflexion à l'accès de puissance pour différentes positions de la sonde enprobe

4.1.2 Montage

Pour cette étude, nous nous sommes inspirés du montage d'apprentissage présenté au Chapitre 3.3.2.1 (cavité avec antenne de puissance et VNA), auquel nous avons rajouté la sonde *enprobe EFS-105*. Le VNA est relié d'une part à l'antenne de puissance et d'autre part au boîtier de conditionnement de la sonde *enprobe* (voir Figure 4.3a). Afin de pouvoir réaliser les mesures en plusieurs positions, la sonde est placée dans un petit « chariot » en polystyrène (matériau transparent aux micro-ondes), guidé par deux fils tendus verticalement entre l'orifice d'injection du carburant et le bas de la cavité. Un troisième fil permet de tirer le chariot et ainsi de positionner précisément la sonde à la hauteur souhaitée (voir Figure 4.3b [4]). Avec ce montage, il est possible de balayer presque toute la hauteur de la cavité sur un ligne verticale se situant dans l'axe de l'orifice d'injection.



(a) Schéma du montage expérimental



(b) Montage de la sonde *enprobe EFS-105*

FIGURE 4.3 – Dispositif expérimental de l'étude sur la focalisation

4. La lumière du laser infrarouge permettant d'alimenter la tête de mesure et de transmettre le signal est visible à travers la sonde sur la photo (en violet). En revanche, elle n'est pas visible à l'œil nu ! Cela s'explique par le fait que les filtres anti-infrarouges des appareils photo et smartphones ne sont pas parfaits (et que certains plastiques, pourtant noirs, sont transparents aux infrarouges). Il est possible d'en faire l'expérience à la maison en prenant une vidéo d'une télécommande avec un smartphone.

En plus de la sonde *enprobe*, trois sondes boucles magnétiques sont placées dans l'axe de l'injecteur de kérosène aux positions où l'on souhaite allumer plus tard. Une demi-sphère et un un demi-tore ont aussi été placés dans la cavité afin d'augmenter la chaoticité [5].

4.1.3 Limitations du montage

Avant de continuer, il apparaît nécessaire de mentionner les limitations de ce montage. Celles-ci sont principalement dues à la fibre optique de la sonde *enprobe* :

— il est nécessaire de disposer d'accès pour faire passer la fibre optique et les fils de guidage : nous avons ici choisi d'utiliser l'orifice d'injection pour les deux, car il s'agissait du seul trou déjà percé [6] et suffisamment gros pour faire passer la tête de la sonde ($5\,\text{mm} \times 5\,\text{mm}$). Cela limite le mouvement de la sonde à une seule verticale et il n'est pas possible de réaliser des mesures dans tout le volume de la cavité ;

— le rayon de courbure minimal de la fibre optique doit être respecté afin de ne pas l'endommager. Il n'est donc pas possible d'orienter la sonde dans toutes les directions, sous peine de tordre la fibre, notamment lorsque l'on s'approche de la paroi supérieure. Nous n'avons donc pas effectué de mesures suivant la polarisation $\vec{z}$;

— la fibre optique présente une certaine rigidité, à la fois en torsion et en flexion, ce qui rend difficile le maintien précis de l'orientation de la tête de mesure. A cela s'ajoute le fait que cet effort de rappel varie en fonction de la position. Une erreur sur le positionnement angulaire de la sonde est donc possible par endroits : probablement de l'ordre de $\pm 10°$;

— pour finir, le positionnement vertical est réalisé à la main et présente donc une certaine imprécision, disons d'environ $\pm 3\,\text{mm}$.

4.1.4 Méthode

La méthode utilisée reprend en partie celle présentée au chapitre précédent (voir 3.5), la différence principale étant que l'étape finale d'émission du signal haute-puissance n'a pas lieu ici. Le signal reçu après RT est donc déterminé uniquement de manière numérique.

4.1.4.1 Apprentissage

Comme toutes les expériences de retournement temporel réalisées lors de cette thèse, la première étape est l'apprentissage. Pour cela, les fonctions de transfert $H_{kp}(f)$ entre l'antenne de puissance et la sonde *enprobe* sont mesurées pour différentes positions z_k situées sur une même droite d'axe verticale passant par l'orifice d'injection (voir Figure 4.3a). Le balayage est effectué avec une résolution de $\Delta z = 2\,\text{cm}$ entre $z_1 = 2\,\text{cm}$ et $z_{max} = 76\,\text{cm}$ [7] et pour deux polarisations différentes : suivant $\vec{x}$ et $\vec{y}$ (voir Figure 4.3b). Ces mesures sont réalisées sur la plage de fréquences comprises entre 2 GHz et 3 GHz, la sonde *enprobe* étant limitée à 3 GHz [8].

5. Dans la suite de la thèse, seule la demi-sphère a été conservée, le demi-tore faisant en réalité partie d'une autre expérience ...

6. Le perçage de nouveaux trous semblait un peu compliqué sur la cavité assemblée au vu de la faible rigidité des plaques de cuivre.

7. La limite haute est due aux contraintes sur la fibre optique de la sonde *enprobe*.

8. Il s'agit de la limite donnée par le constructeur [D9]. Il semblerait qu'en pratique il soit possible de monter un peu plus haut en fréquence.

La Figure 4.4 montre les coefficients de transmission ainsi mesurés pour quelques positions (même polarisation pour les trois positions). Ceux-ci sont *relativement similaires* pour deux positions proches ($z = 20\,\text{cm}$ et $z = 22\,\text{cm}$, soit $\Delta z = \lambda/12$) et *très différents* pour deux positions éloignées ($z = 20\,\text{cm}$ et $z = 60\,\text{cm}$, soit $\Delta z \approx 3,3\lambda$), comme on pourrait s'y attendre.

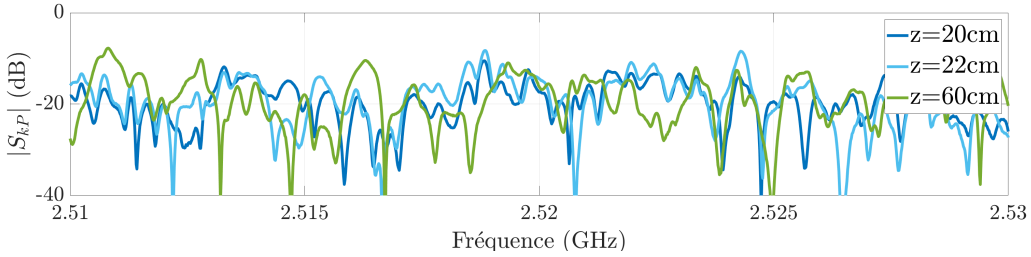


FIGURE 4.4 – Coefficient de transmission pour différentes positions de la sonde *enprobe*

4.1.4.2 Calcul numérique

Une fois les fonctions de transfert connues, il est possible de déterminer numériquement le signal $R_{j,i}(f)$ reçu au point z_j lorsque l'on cherche à focaliser au point z_i (Figure 4.5) :

$$R_{j,i}(f) = H_{jp}(f) \cdot E_{\to i}(f) = H_{jp}(f) \cdot H_{ip}(f)^* \cdot Imp(f)^*, \tag{4.1}$$

ou, alternativement, dans le domaine temporel :

$$r_{j,i}(t) = h_{jp}(t) * e_{\to i}(t) = h_{jp}(t) * h_{ip}(-t) * imp(-t), \tag{4.2}$$

avec $E_{\to i}(f)$ le signal permettant de focaliser sur la position z_i, $Imp(f)$ l'impulsion initiale et $H_{ip}(f)$ la fonction de transfert entre l'antenne de puissance et la sonde i.

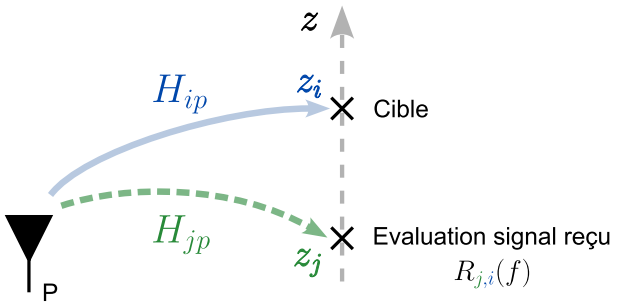


FIGURE 4.5 – Évaluation du signal reçu à distance du point ciblé

Remarque : Le lecteur extrêmement attentif aura remarqué qu'ici $H_{ip} \neq H_{pi}$, puisque la sonde ne peut pas émettre ($H_{pi} = 0$). Il n'y a donc pas réciprocité au niveau des fonctions de transfert mesurées. En revanche, le trajet des ondes entre l'antenne de puissance et la sonde est quant à lui bien réciproque : il n'y a donc pas de problème pour faire du retournement temporel.

	z=16cm		z=36cm	
	Amplitude (u.a.)	Énergie (u.a)	Amplitude (u.a.)	Énergie (u.a)
10 ns	$1{,}77 \cdot 10^{-2}$	$2{,}02 \cdot 10^{-5}$	$1{,}22 \cdot 10^{-2}$	$1{,}83 \cdot 10^{-5}$
1000 ns	$1{,}75 \cdot 10^{-1}$	$8{,}64 \cdot 10^{-3}$	$9{,}33 \cdot 10^{-2}$	$2{,}25 \cdot 10^{-3}$
Rapport (1000 ns/10 ns)	9,9	428	7,6	123

Table 4.1 – Amplitude et énergie contenue dans les signaux à émettre $f_{c1} = 2{,}45\,\text{GHz}$

4.2 Influence de la durée de l'impulsion

4.2.1 Amplitude du pic de RT : influence de la durée de l'impulsion

Le premier point que nous avons étudié est l'amplitude du pic de RT, afin d'évaluer : (1) comment celle-ci varie en fonction de la durée de l'impulsion et (2) si elle dépend de la position visée. Cette première donnée nous intéressait tout particulièrement, car le champ de claquage varie fortement avec la durée d'application du champ [25][60].

Après retournement temporel, le signal reçu au point de focalisation peut être calculé à partir de l'équation (4.2) en prenant $i = j$ (on retrouve ici la formule classique du RT) :

$$r_{i,i}(t) = h_{ip}(t) * e_{\rightarrow i}(t) = h_{ip}(t) * h_{ip}(-t) * imp(-t), \tag{4.3}$$

L'amplitude du pic de RT est ensuite déterminée simplement en évaluant $|r_{i,i}(t)|$ en $t = t_{rt}$.

Calculer l'amplitude du pic de RT de cette manière comprend cependant un défaut : l'amplitude du signal $e_{\rightarrow i}(t)$ à émettre pour refocaliser dépend à la fois de la durée de l'impulsion, de la position et de la fréquence de la porteuse. De même, l'énergie envoyée est différente d'un signal à l'autre. Afin d'illustrer ce phénomène, nous considérons ici trois durées d'impulsions initiales $imp(t)$ différentes : 10 ns, 100 ns et 1000 ns (voir Figure 4.6). La Figure 4.7 montre, quant à elle, les signaux $e_{\rightarrow i}(t)$ permettant de focaliser avec ces trois durées d'impulsions sur deux positions différentes : $z = 16\,\text{cm}$ et $z = 36\,\text{cm}$. Les amplitudes et énergies correspondantes sont reportées dans le Tableau 4.1. On note ainsi qu'à $z = 16\,\text{cm}$, l'amplitude du signal calculé pour refocaliser une impulsion de 1000 ns est 9,9 fois plus grande que celle du signal correspondant à une impulsion de 10 ns. Le rapport entre l'énergie contenue dans ces deux signaux est d'environ 430. Le deuxième exemple, pour $z = 36\,\text{cm}$, présente des écarts du même ordre de grandeur.

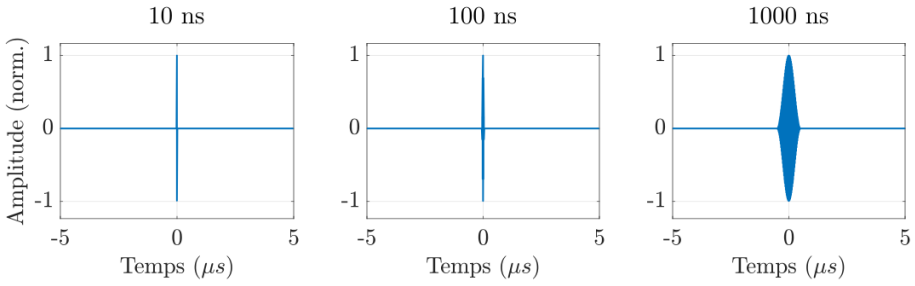
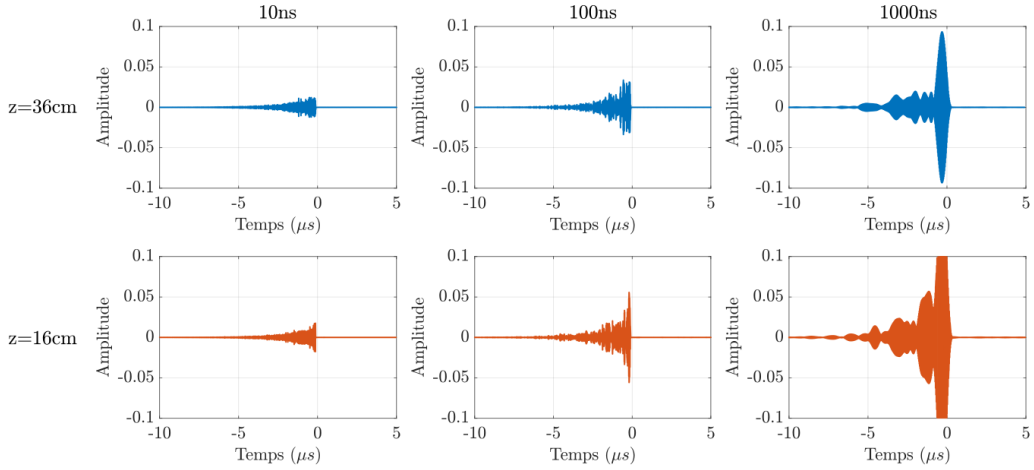
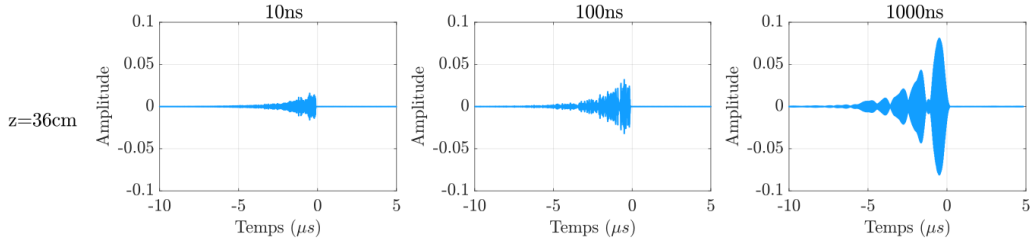


Figure 4.6 – Exemples d'impulsions initiales $imp(t)$ de différentes durées



(a) Signaux $e_{\to i}(t)$ à émettre pour refocaliser sur deux positions, fréquence de porteuse $f_c = 2{,}45\,\text{GHz}$

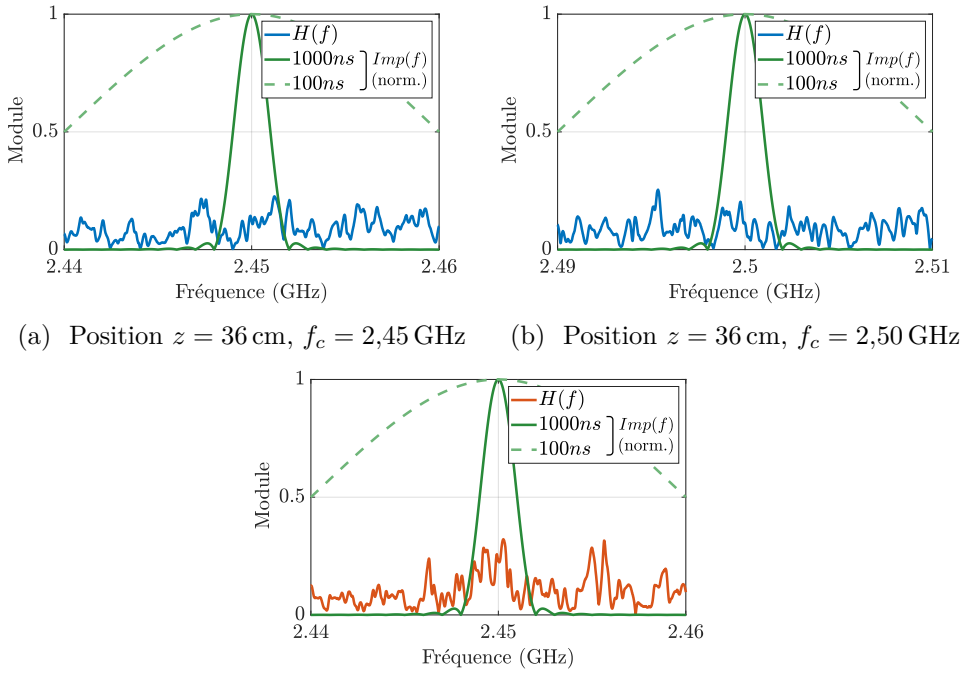


(b) Signaux $e_{\to i}(t)$ à émettre pour refocaliser sur la première position, fréquence de porteuse $f_c = 2{,}50\,\text{GHz}$

FIGURE 4.7 – Exemples de signaux à émettre pour refocaliser

Ces variations peuvent s'expliquer de la manière suivante. Premièrement, dans cet exemple nous avons pris la même amplitude pour toutes les impulsions initiales $imp(t)$: les impulsions plus longues contiennent donc plus d'énergie. Il en est de même pour les signaux reçu après apprentissage, et par extension, les signaux $e_{\to i}(t)$ à envoyer pour focaliser. Par ailleurs, l'augmentation de la durée de l'impulsion conduit à une diminution de sa largeur (=bande passante) dans le domaine spectral : alors que celle-ci couvre de nombreux modes pour des impulsions courtes (10 ns) et modérées (100 ns), elle n'en couvre plus que quelques uns pour les impulsions longues (1000 ns). L'amplitude du signal à émettre ($e_{\to i}(t) = h_{ip}(-t) * imp(-t)$) devient alors dépendante de seulement quelques modes, ce qui la rend très variable d'une position à l'autre, ou lorsque la fréquence de la porteuse change. Par exemple, le module de la fonction de transfert est plus élevé dans la bande couverte par l'impulsion de 1000 ns pour $z = 16\,\text{cm}$ (Figure 4.8c [9]), que pour $z = 36\,\text{cm}$ (Figure 4.8a et 4.8b). Par conséquent, l'amplitude du signal à envoyer à 1000 ns est elle aussi plus élevée pour $z = 16\,\text{cm}$ (Figure 4.7). Au contraire, pour les impulsions de courtes et moyennes durées (10 ns et 100 ns), un grand nombre de modes sont « moyennés » et l'amplitude du signal à émettre varie moins en fonction du cas considéré.

9. Sur cette figure, les impulsions ont été normalisées dans le domaine spectral ($\max|(Imp(f)| = 1$) pour plus de lisibilité.



(a) Position $z = 36\,\text{cm}$, $f_c = 2{,}45\,\text{GHz}$ (b) Position $z = 36\,\text{cm}$, $f_c = 2{,}50\,\text{GHz}$

(c) Position $z = 16\,\text{cm}$, $f_c = 2{,}45\,\text{GHz}$

Figure 4.8 – Comparaison entre spectres d'impulsions et fonctions de transfert pour différentes positions et fréquences

Avec cette première approche, l'amplitude des signaux émis $e_{\to i}(t)$ varie donc d'un signal à l'autre en fonction de différents paramètres. Cela ne correspond pas aux essais de claquage réalisés pendant la thèse, où les signaux étaient émis avec la même amplitude, peu importe la position ciblée, la durée d'impulsion choisie ou la fréquence de la porteuse. En effet, afin de maximiser les chances de claquer, les signaux étaient généralement injectés dans la cavité avec l'amplitude la plus élevée possible [10], celle-ci étant simplement déterminée par les limites de l'amplificateur en conditions d'utilisation normales [11] et non par les paramètres du signal [12].

Pour faire en sorte que tous les signaux à émettre aient la même amplitude, et ainsi être plus représentatif des essais de claquage, nous proposons tout simplement de les normaliser :

$$\tilde{e}_{\to i}(t) = \frac{e_{\to i}(t)}{\max |e_{\to i}(t)|}. \tag{4.4}$$

Le signal reçu après retournement temporel avec cette correction est alors donné par :

$$\tilde{r}_{i,i}(t) = h_{ip}(t) * \tilde{e}_{\to i}(t) = h_{ip}(t) * \left(\frac{e_{\to i}(t)}{\max |e_{\to i}(t)|} \right), \tag{4.5}$$

10. Hormis pour quelques essais où nous avons abaissé la puissance soit, pour explicitement éviter le claquage, soit pour chercher le seuil de claquage.

11. C'est-à-dire avec une certaine marge par rapport à la tension maximale en sortie de l'amplificateur afin de : (1) ne pas endommager l'amplificateur ou le matériel (claquages intempestifs, surchauffe des composants, ...) et (2) ne pas engendrer trop de distorsions dans le signal émis.

12. A quelques variations du gain de l'amplificateur avec la fréquence près.

et, par linéarité de la transformée de Fourier, dans le domaine fréquentiel, :

$$\widetilde{R}_{i,i}(f) = H_{ip}(t) \cdot \widetilde{E}_{\to i}(f) = H_{ip}(t) \cdot \left(\frac{E_{\to i}(f)}{\max |e_{\to i}(t)|} \right). \tag{4.6}$$

Les signaux à émettre après normalisation sont donnés sur la Figure 4.9. En plus d'avoir tous la même amplitude, ceux-ci contiennent des quantités d'énergie similaires (Tableau 4.2).

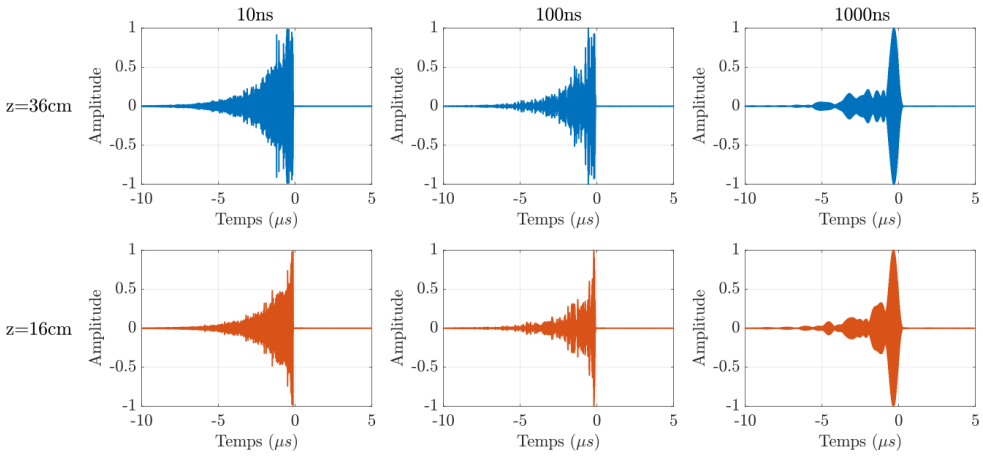
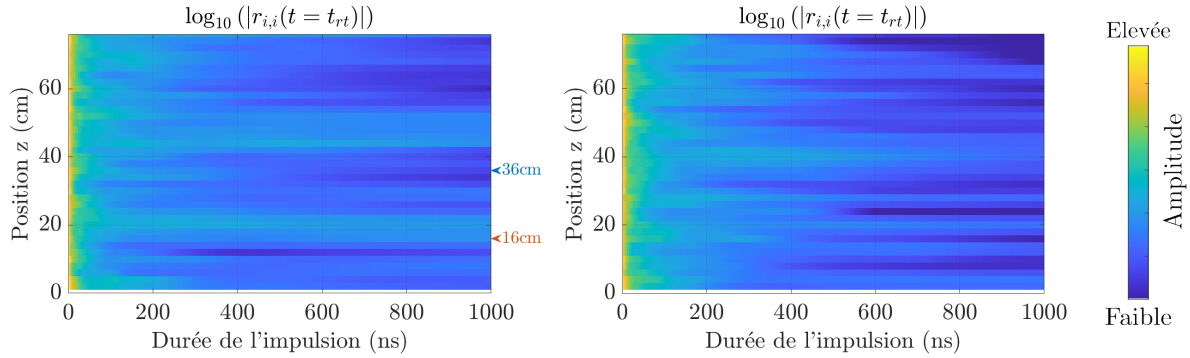


FIGURE 4.9 – Signaux à émettre pour refocaliser après normalisation

	Énergie (u.a.)	
	z=16cm	z=36cm
10 ns	$6{,}45 \cdot 10^{-2}$	$1{,}24 \cdot 10^{-1}$
1000 ns	$2{,}82 \cdot 10^{-1}$	$2{,}59 \cdot 10^{-1}$
Rapport (1000 ns/10 ns)	4,4	2,1

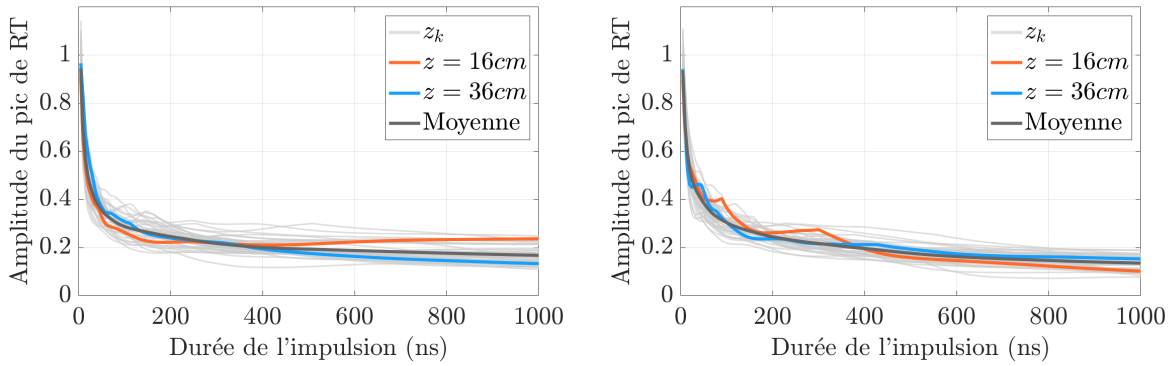
TABLE 4.2 – Énergie contenue dans les signaux à émettre après normalisation

Avec cette expression modifiée du signal à émettre pour refocaliser, il est désormais possible d'étudier comment varie l'amplitude du pic de RT en fonction de la durée de l'impulsion initiale et de la position. Pour cela, nous évaluons $r_{i,i}(t = t_{rt})$ pour des durées d'impulsions allant de 5 ns à 1000 ns et pour l'ensemble des positions comprises entre $z_1 = 2$ cm et $z_{max} = 76$ cm. Ces calculs sont réalisés pour deux fréquences de porteuse différentes : $f_{c1} = 2{,}45$ GHz et $f_{c2} = 2{,}50$ GHz. Les résultats sont donnés sur la Figure 4.10. Ces mêmes résultats sont repris sur la Figure 4.11, mais sous forme de graphes cette fois-ci, afin de pouvoir étudier l'évolution de l'amplitude du pic de RT de manière plus quantitative. Les courbes correspondant aux positions $z = 16$ cm et 36 cm prises en exemple précédemment y sont représentées en couleur. Pour finir, la Figure 4.12 donne, toujours à titre d'exemple, les signaux reçus après RT pour les positions $z = 16$ cm et 36 cm et des durées d'impulsion de 10 ns, 100 ns et 1000 ns.



(a) $f_{c1} = 2{,}45\,\text{GHz}$ (b) $f_{c2} = 2{,}50\,\text{GHz}$

Figure 4.10 – Cartographie de l'amplitude du pic de RT en fonction de la durée de l'impulsion et de la position (échelle log)



(a) $f_{c1} = 2{,}45\,\text{GHz}$ (b) $f_{c2} = 2{,}50\,\text{GHz}$

Figure 4.11 – Amplitude du pic de RT en fonction de la durée de l'impulsion et de la position

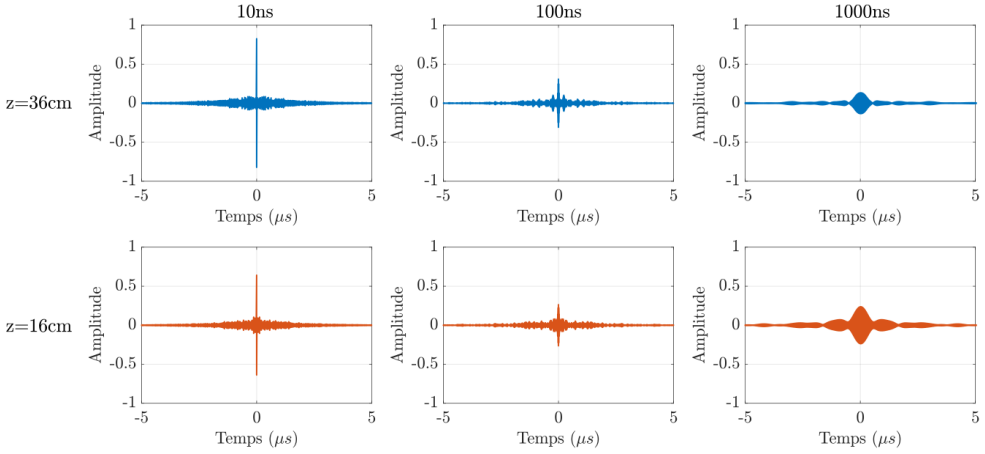


Figure 4.12 – Signaux reçu après retournement (calcul)

Comme le montre les Figures 4.10 et 4.11, l'amplitude du pic de RT varie approximativement de manière inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion [13], puis se stabilise lorsque la durée de l'impulsion devient longue.

La décroissance initiale (de 5 ns à ≈ 200 ns) peut s'expliquer intuitivement de la manière suivante. Dans notre cas, les signaux envoyés contiennent tous des quantités d'énergie du même ordre de grandeur (cf. Tableau 4.2), même pour des durées d'impulsions initiales très différentes. Lors du retournement temporel, cette énergie est « concentrée » dans le temps au moment du pic de RT [14] : par conservation de l'énergie, la puissance atteinte est donc plus élevée pour les pics de RT plus courts correspondants aux impulsions plus courtes [15]. Cette explication simplifiée doit toutefois être un peu nuancée. En effet, toute l'énergie injectée n'est pas utilisée pour le RT : seulement 30 % à 60 % est présente dans le pic de refocalisation d'après Draeger et al. [48], le reste étant réparti sous forme de bruit dans la cavité. Par ailleurs, l'énergie injectée n'est pas exactement la même pour toutes les durées d'impulsions et dépend toujours un peu de la position et des modes exploités. Cela explique pourquoi l'amplitude du pic de RT n'est pas exactement inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion, comme on peut le voir sur la Figure 4.11.

En ce qui concerne les longues durées d'impulsion (à partir de 200 ns à 400 ns), on constate deux choses : (1) l'amplitude du signal reçu après RT n'évolue plus beaucoup et (2) elle dépend fortement de la position et de la fréquence de la porteuse, comme on peut le voir sur la Figure 4.10. Cette stabilisation de l'amplitude peut s'expliquer par le fait que l'on se rapproche du régime continu (CW). L'effet de « concentration de l'énergie » dû au RT est donc moins présent, même si on constate toujours la présence d'un petit « pic » de RT (voir Figure 4.12, 1000 ns). Les dépendances à la position et à la fréquence de la porteuse s'expliquent quant à elles facilement en considérant le cas limite d'un sinusoïdal infiniment long (soit un Dirac dans le domaine fréquentiel). Dans ce cas, si l'on se place en un point i donné, l'amplitude du signal reçu après RT est simplement égale à $H_{ip}(f)^2$ et dépend donc de la fréquence considérée [16]. De même, si l'on fixe la fréquence et que l'on se déplace dans la cavité, l'amplitude du signal passera par des minima et des maxima espacés de $\lambda/2$ correspondant au mode principal à cette fréquence. Si l'on revient à un cas plus réaliste, celui d'impulsions de 1000 ns, ces explications sont toujours valables, à la différence près que plusieurs modes sont excités à la fois. Les variations observées sont alors un peu moins franches que dans le cas limite d'un signal sinusoïdal infiniment long, mais elles conduisent quand même à l'apparition des bandes visibles sur la Figure 4.10. Autrement dit, ces bandes sont révélatrices de la structure modale du champ dans la cavité.

4.2.2 Qualité de la focalisation

Après avoir étudié comment varie l'amplitude du pic de RT, nous nous intéressons désormais à la qualité de la focalisation spatio-temporelle. L'objectif ici est de vérifier que le signal (ou champ) obtenu par RT est bien maximal à l'endroit souhaité (avec un étalement acceptable) et au moment souhaité, afin que le claquage ait lieu au bon endroit.

13. Nous employons l'expression « inversement proportionnel » au sens large ici, l'amplitude du pic de RT semblant varier en $1/d^{\alpha}$, avec d la durée de l'impulsion. Par conservation de l'énergie, on s'attendrait à ce que α soit égal à 1/2. Cependant, sur trois cas étudiés, nous avons constaté que ce coefficient est différent d'un cas à l'autre (entre 0.4 et 0.6). C'est pourquoi nous n'utiliserons pas de termes plus précis.

14. Certains parlent de « compression d'impulsion » par retournement temporel [54][E43].

15. Pour rappel, le retournement temporel recrée l'impulsion initiale inversée dans le temps, plus du bruit, au moment de la refocalisation. Les durées du pic de RT et de l'impulsion initiale sont donc les mêmes.

16. Pour l'exposant 2, voir l'équation (4.1) avec $i = j$.

Pour cela, nous calculons le signal reçu après retournement temporel à l'aide de la formule (4.5), rappelée ci-dessous :

$$\tilde{r}_{i,i}(t) = h_{ip}(t) * \tilde{e}_{\to i}(t) = h_{ip}(t) * \left(\frac{e_{\to i}(t)}{\max |e_{\to i}(t)|} \right). \tag{4.5}$$

Les calculs sont effectués à la fois pour $i = j$, ce qui permet d'obtenir le signal au point ciblé, et avec $i \neq j$, pour connaître le signal reçu aux autres positions.

4.2.2.1 Exploitation des résultats

Les résultats des calculs seront présentés sous la forme de trois figures :

— une cartographie donnant le signal reçu en fonction du temps (axes des abscisses) et de la position suivant z (axes des ordonnées), comme sur la Figure 4.13a. Pour plus de lisibilité, le signal a ici été démodulé afin de supprimer les variations périodiques dues à la porteuse et ne laisser que l'enveloppe [17], puis normalisé à 1 afin de mieux montrer ses variations. On notera aussi que l'échelle temporelle est réduite afin de mieux observer ce qu'il se passe au moment du pic de RT. L'origine du temps est choisie telle que la refocalisation ait lieu à $t_{rt} = 0$. Les traits en pointillés indiquent respectivement la position z_k ciblée (trait horizontal) et l'instant de refocalisation (trait vertical). Ce type de figure permet donc une visualisation rapide de la focalisation spatio-temporelle. Ainsi, une tache étalée suivant l'axe horizontal indique une amplitude élevée pendant une longue durée, ce qui indique soit un pic de RT long, soit du bruit. Sur l'axe vertical, une tache étalée ou à une position différente de celle ciblée indique quant à elle une mauvaise focalisation spatiale ;

— un graphe donnant le signal reçu en fonction du temps, au point de focalisation (Figure 4.13b). Ce type de graphe a déjà été utilisé dans les sections précédentes pour montrer les signaux reçus après RT. On notera que l'échelle des temps sur ce graphe est plus grande que sur la cartographie afin de montrer une vue d'ensemble du signal, même si cela ne permet pas de distinguer facilement certains lobes temporels secondaires très proches du pic de RT. Ces lobes secondaires ont toutefois bien été pris en compte pour le calcul du contraste. On peut dire que ce graphe correspond à une « coupe » de la cartographie précédente suivant la ligne pointillée horizontale.

— un graphe (Figure 4.13c) montrant l'amplitude du signal en fonction de la position, au moment de la refocalisation (en bleu) et le maximum atteint en chaque point pendant toute la durée de l'expérience (trait orange pointillé). Il est ainsi possible de voir la tache focale et les lobes secondaires spatiaux. Comme précédemment, la position ciblée est indiquée par le trait horizontal pointillé. Pour finir, de manière similaire à la deuxième figure, on peut dire qu'il s'agit ici d'une« coupe » de la cartographie, mais effectuée ici suivant l'axe vertical.

A partir de ces résultats, il est possible d'évaluer l'amplitude du pic de RT, comme cela a déjà été fait auparavant [18], et la qualité de la focalisation spatio-temporelle. En ce qui concerne la focalisation, on évaluera en particulier :

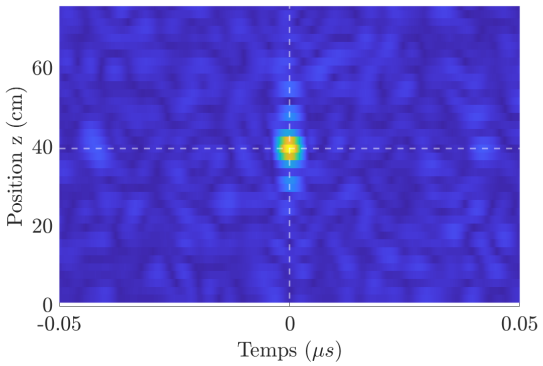
17. Autrement dit, partant d'un signal reçu de la forme $r(t) = a(t) \cdot \cos(2\pi f_c t)$ ou $r(t) = a(t) \cdot \exp(2\pi f_c t)$, la démodulation permet de ne conserver que le terme $a(t)$. Cette étape est grandement facilitée dans le deuxième cas, puisqu'il suffit alors de prendre $|r(t)|$ pour obtenir $a(t)$. Cela explique pourquoi nous utilisons une porteuse complexe pour moduler l'impulsion initiale $imp(t)$, comme mentionné dans l'Annexe B.

18. Nous ne reviendrons donc pas forcément en détails dessus.

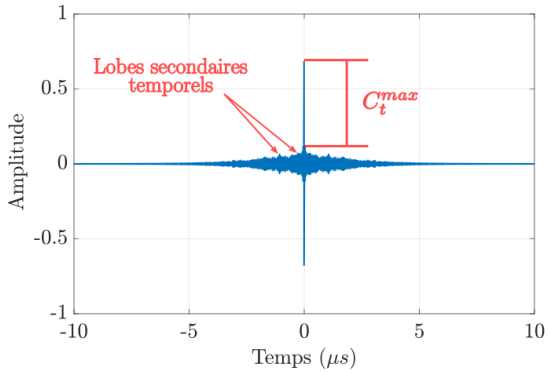
— pour la focalisation temporelle : le contraste temporel C_t^{max} (voir Chapitre 2.3.6.3), rapport entre l'amplitude du pic principal et des lobes secondaires temporels au point de focalisation (voir Figure 4.13b) ;

— pour la focalisation spatiale : l'amplitude du signal en fonction de la position ($|r_{j,i}(t = t_{rt})|$), la largeur à mi-hauteur de la tache focale [19] [46] et le contraste spatial C_s^{max}, rapport entre l'amplitude du pic de RT et des lobes secondaires spatiaux à l'instant de refocalisation (voir Figure 4.13c) ;

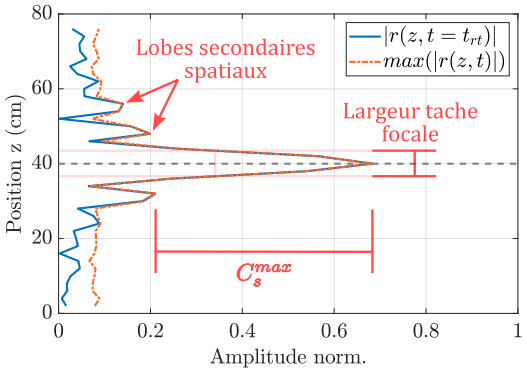
— pour la focalisation spatio-temporelle : $\max(|r_{j,i}(t)|)$, donnant l'amplitude maximale du signal obtenue pendant toute la durée de l'expérience pour chaque position (courbe orange pointillée sur la Figure 4.13c).



(a) Cartographie pour l'évaluation qualitative de la focalisation spatio-temporelle - Exemple



(b) Signal reçu au point de focalisation - Exemple



(c) Amplitude du signal reçu en fonction de la position - Exemple

FIGURE 4.13 – Présentation des résultats de calcul

19. La discrétisation spatiale étant de 2 cm, nous avons réalisé une interpolation linéaire afin d'estimer la position pour laquelle l'amplitude du signal est réduite de moitié par rapport au centre de la tache focale.

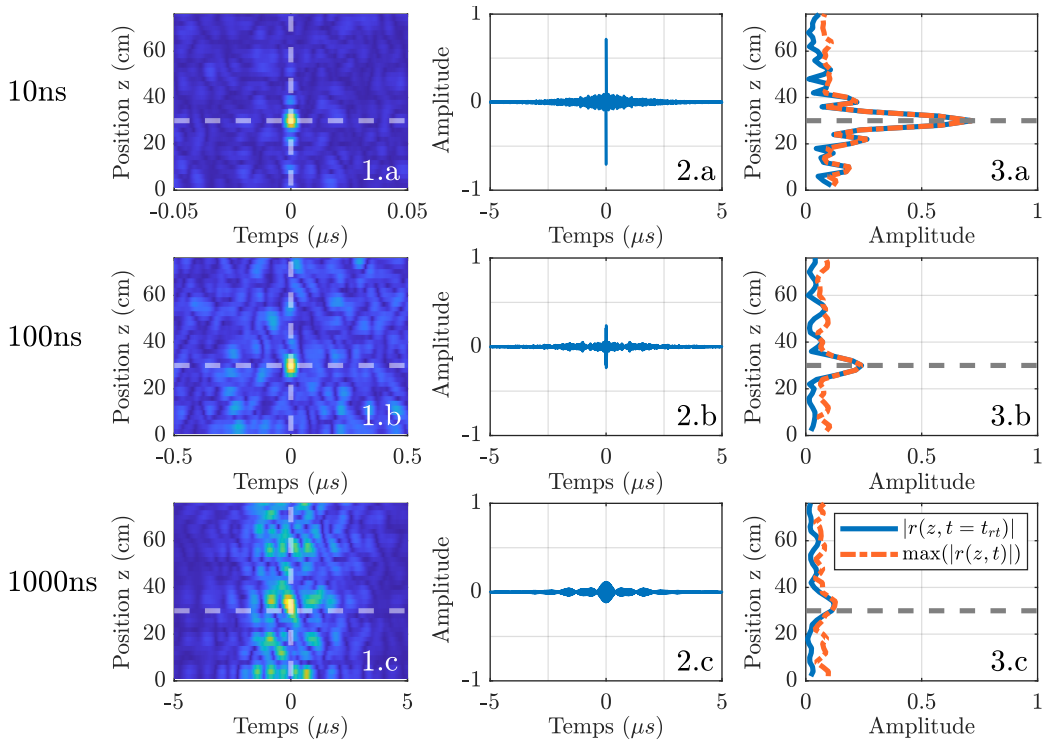


Figure 4.14 – Résultats de calculs de retournement temporel pour des impulsions de 10 ns, 100 ns et 1000 ns (cible : $z = 30$ cm, fréquence : $f_c = 2{,}4$ GHz)

4.2.2.2 Résultats

Les Figures 4.14 et 4.15 montrent les résultats obtenus pour trois durées d'impulsion, 10 ns, 100 ns et 1000 ns, [20] et deux cibles différentes, $z = 30$ cm et $z = 60$ cm. Pour tous les cas, la fréquence de la porteuse est $f_c = 2{,}4$ GHz et la polarisation du champ est suivant $\vec{y}$.

Attention : Sur la première colonne, les échelles temporelles sont différentes d'une ligne à l'autre en raison des grandes différences entre les durées d'impulsion (de 10 ns à 1000 ns).

Focalisation temporelle

Pour tous les cas, on constate la présence d'un pic de RT à $t = t_{rt}$ entouré de bruit, comme attendu. Lorsque la durée de l'impulsion augmente, l'amplitude du pic de RT diminue, comme cela a déjà été observé dans la section précédente. Pour ce qui est du bruit, son niveau absolu change peu avec la durée de l'impulsion. Le rapport « amplitude du pic de RT sur amplitude maximale du bruit » diminue donc avec l'augmentation de la durée de l'impulsion et, par définition, le contraste temporel C_t^{max} en fait de même. Ainsi, celui-ci passe de $C_t^{max} = 7{,}9$ ($z = 30$ cm) et $C_t^{max} = 8{,}0$ ($z = 60$ cm) pour 10 ns, à respectivement $C_t^{max} = 3{,}1$ et $C_t^{max} = 2{,}0$ à 1000 ns. La dégradation de la qualité de la focalisation temporelle avec l'augmentation de la durée de l'impulsion observée ici rejoint les résultats théoriques bien connus sur le retournement temporel (voir, par exemple, la synthèse des résultats donnée dans la thèse de V. Mazières [1])

20. Les deux premières durées sont respectivement proches de la durée minimale utilisée par B. Fragge (8 ns, contrainte due au matériel) et de la durée des impulsions utilisées pour claquer (4 à 7 × 200 ns)[2].

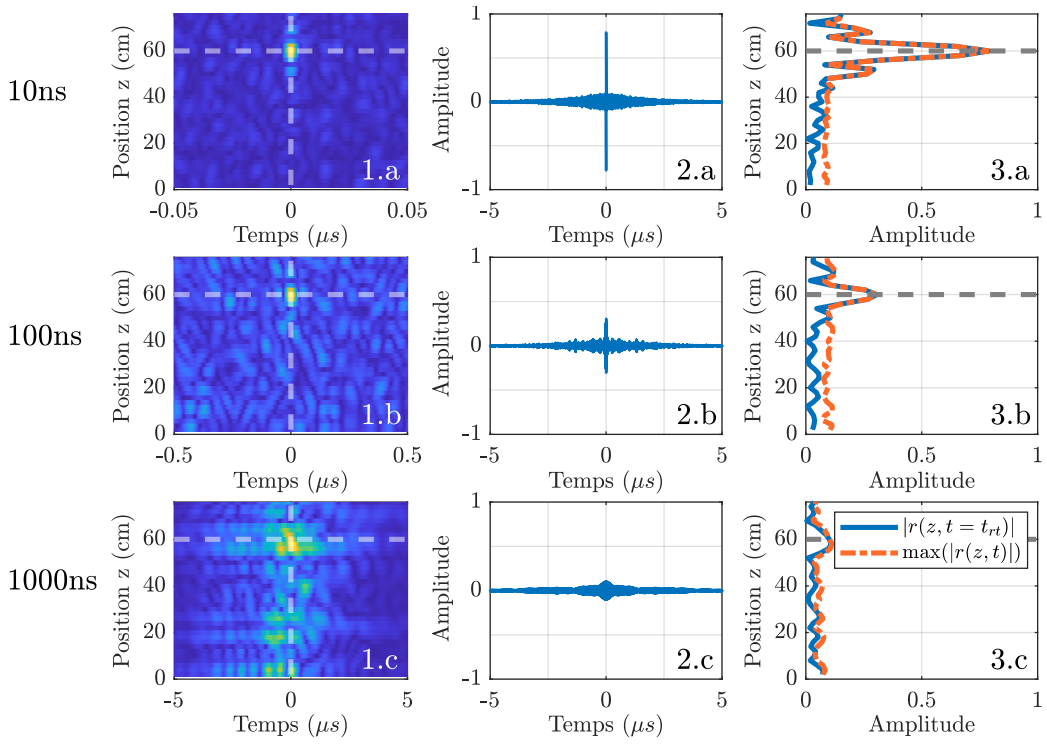


FIGURE 4.15 – Résultats de calculs de retournement temporel pour des impulsions de 10 ns, 100 ns et 1000 ns (cible : $z = 60$ cm, fréquence : $f_c = 2{,}4$ GHz)

Focalisation spatiale

Pour les deux cibles, on observe la présence d'une tache focale bien délimitée pour une impulsion de 10 ns (taches jaunes sur les graphes 1.a, pics sur les graphes 3.a des Figures 4.14 et 4.15). Les largeurs à mi-hauteur des taches focales sont respectivement de 6,6 cm (soit $\lambda/1{,}89$) à $z = 30$ cm et 7,2 cm (soit $\lambda/1{,}75$) à $z = 60$ cm, ce qui est très proche de la valeur théorique de $\lambda/2$. Le petit écart peut potentiellement venir de la discrétisation spatiale, de 2 cm ici (cf. 4.1.4.1) Pour ce qui est des contrastes spatiaux, ceux-ci sont de $C_s^{max} = 2{,}7$ pour les deux positions ciblées. En revanche, pour les impulsions de 1000 ns, la focalisation spatiale est extrêmement dégradée, puisque des lobes d'amplitudes comparables au pic de RT sont présents sur toute la verticale étudiée (graphes 1.c et 3.c des Figures 4.14 et 4.15). Pour ces deux exemples, le signal est même maximal, non pas au point ciblé, mais juste à côté, ce qui conduit à un contraste spatial C_s^{max} légèrement inférieur à 1 : environ 0,9 dans les deux cas. Les taches focales sont aussi légèrement plus grandes avec des largeurs à mi-hauteur de respectivement 10,9 cm (soit $\lambda/1{,}15$) à $z = 30$ cm et 10,2 cm (soit $\lambda/1{,}22$) à $z = 60$ cm. Entre ces deux extrêmes, se situe l'impulsion de durée modérée (100 ns), où le contraste spatial est un peu diminué ($C_s^{max} = 2{,}9$ et 2,5 respectivement), mais les taches focales restent encore bien visibles et délimitées. Leurs largeurs à mi-hauteur sont respectivement de $\lambda/1{,}93$ à $z = 30$ cm et $\lambda/1{,}48$ à $z = 60$ cm (la focalisation spatiale est donc un peu plus dégradée pour cette deuxième position, comme l'indiquait déjà le contraste spatial).

De manière générale, l'augmentation de la durée de l'impulsion dégrade donc la qualité de la focalisation (temporelle et spatiale).

4.3 Influence de la répétition d'impulsions

Une deuxième solution pour augmenter la quantité d'énergie injectée dans la cavité est d'envoyer plusieurs impulsions successives. Deux choix sont possibles pour évaluer l'impact de cette stratégie sur la qualité de la focalisation :

1. faire varier le nombre d'impulsions N, avec un *délai inter-impulsion* dt constant ;
2. faire varier le délai inter-impulsion dt (ou période de répétition) pour un train comprenant un nombre d'impulsions N donné (éventuellement infini).

Comme précédemment, nous calculons le signal reçu après RT à l'aide de la formule (4.5), rappelée ci-dessous :

$$\tilde{r}_{i,i}(t) = h_{ip}(t) * \tilde{e}_{\to i,train}(t) = h_{ip}(t) * \left(\frac{e_{\to i,train}(t)}{\max |e_{\to i,train}(t)|} \right), \tag{4.7}$$

$$e_{\to i,train} = h_{ip}(-t) * train(t) \tag{4.8}$$

La seule différence ici, par rapport aux calculs précédents, est que nous avons remplacé l'unique impulsion initiale $imp(t)$ par un train d'impulsions $train(t)$. Par simplicité, nous considérons ici que toutes les impulsions $imp_n(t)$ constituant ce train sont identiques, modulées avec la même fréquence de porteuse f_c et espacées d'un même délai inter-impulsion dt (voir Figure 4.16).

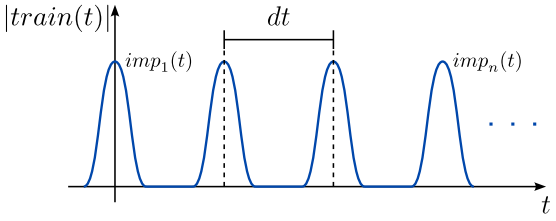


Figure 4.16 – Définition d'un train d'impulsions

Mathématiquement, ce train d'impulsions peut s'écrire de la manière suivante :

$$train(t) = \sum_{n=1}^{N} imp_n(t) = \sum_{n=1}^{N} imp_1\left(t - (n-1)dt\right) \tag{4.9}$$

$$= \sum_{n=1}^{N} imp_1(t) * \delta\left(t - (n-1)dt\right), \tag{4.10}$$

avec $imp_1(t)$ la forme de l'impulsion initiale, $\delta(t)$ la fonction delta de Dirac et N le nombre d'impulsions. Le signal à envoyer $e_{\to itrain}(t)$ pour focaliser sur la position i est donc une somme des signaux $e_{\to i}(t)$ qu'il faudrait envoyer pour une seule impulsion, décalés dans le temps (Figure 4.17) :

$$e_{\to i,train}(t) = h_{ip}(-t) * train(-t) \tag{4.11}$$

$$= h_{ip}(-t) * \sum_{n=1}^{N} imp_1\left(t - (n-1)dt\right) \tag{4.12}$$

$$= \sum_{n=1}^{N} e_{\to i}\left(t - (n-1)dt\right) \tag{4.13}$$

ou encore, en posant $e_{\rightarrow i,n}(t) = e_{\rightarrow i}\left(t - (n-1)dt\right)$:

$$e_{\rightarrow i,train}(t) = \sum_{n=1}^{N} e_{\rightarrow i,n}(t). \tag{4.14}$$

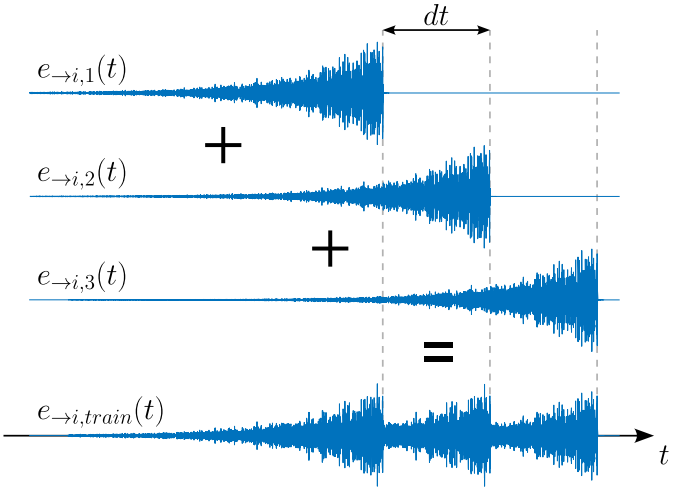


FIGURE 4.17 – Exemple de signal à envoyer pour générer trois pics de RT successifs

4.3.1 Choix des paramètres de calcul

Dans le cas multi-impulsions, il est possible d'imaginer que la dégradation de la focalisation aura pour origine l'interaction entre les signaux $e_{\rightarrow i,n}$ successivement injectés dans la cavité. Ce phénomène d'interférence ne peut cependant apparaître que si une partie de l'énergie injectée avec le signal $e_{\rightarrow i,n}$ est encore présente lorsque le signal $e_{\rightarrow i,(n+1)}$ est injecté. Pour cette étude, il semble donc logique de définir les délais inter-impulsions en fonction du temps de réverbération de la cavité (c'est à dire le temps pendant lequel l'énergie est conservée dans la cavité [21]). Pour cette étude, nous choisissons, à titre d'exemple, de considérer des délais inter-impulsions de $t_{reverb}/2$, $t_{reverb}/20$ et $t_{reverb}/200$ pour les calculs. Le temps de révérbération de la cavité étant d'environ 4 µs (cf. Chapitre 3.4), cela correspond respectivement à $dt = 2000$, 200 et 20 ns.

Par ailleurs, les calculs peuvent être effectués pour un train d'impulsions fini ou infini. Nous avons ici choisi le second cas, afin de se placer dans un cas « canonique » et d'éviter d'avoir à choisir un nombre d'impulsions en particulier. Le cas infini a aussi la particularité d'être un cas pénalisant pour la qualité de la focalisation, comme nous le montrerons un peu plus tard (voir 4.3.3). Étudier ce cas permet donc de voir jusqu'où peut être dégradée la focalisation.

Pour ce qui est de la durée des impulsions, nous avons choisi ici 10 ns, durée pour laquelle nous savons que la focalisation est bonne dans le cas mono-impulsion (voir la section précédente). Ce choix évite de dégrader d'emblée la focalisation. Pour finir, la fréquence de porteuse est 2,4 GHz et les positions ciblées sont $z = 30$ cm et $z = 60$ cm, comme précédemment.

21. Pour rappel, le temps de réverbération correspond au temps au bout duquel l'amplitude du signal a diminué de 90 % environ (du fait des fuites aux accès et des pertes).

4.3.2 Résultats

Les résultats des calculs sont donnés sur les Figures 4.18 et 4.19.

Attention : Sur la deuxième colonne des Figures 4.18 et 4.19, les échelles temporelles sont différentes d'une ligne à l'autre afin de pouvoir observer plusieurs pic de RT à chaque fois (5, en l'occurrence).

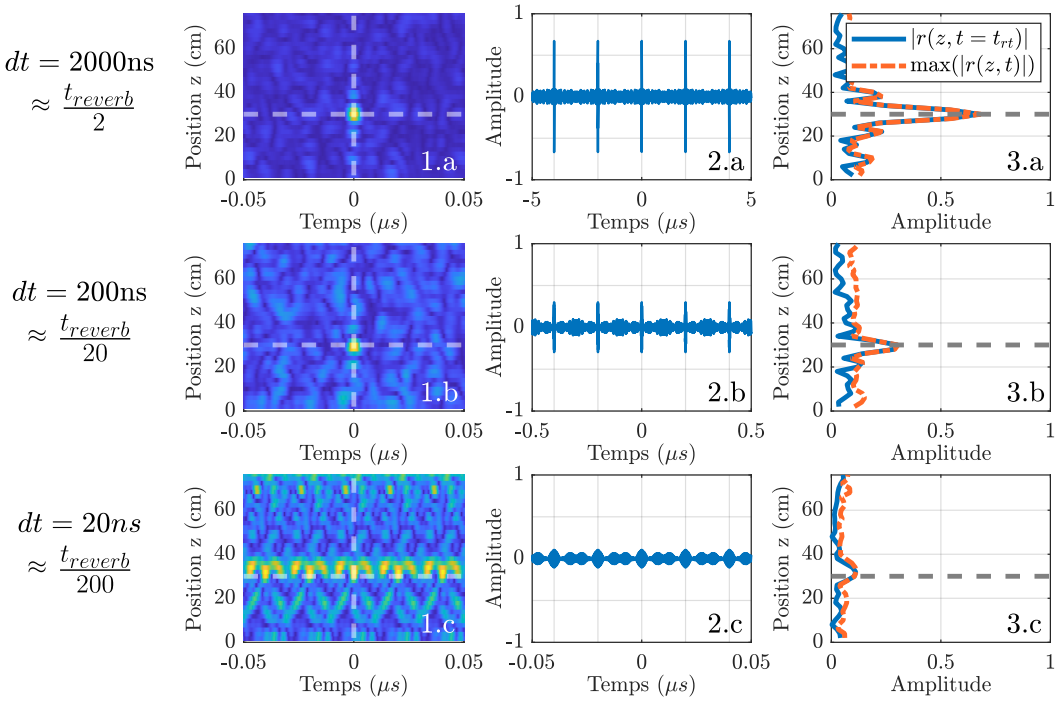


Figure 4.18 – Résultats pour des impulsions espacées de 2000 ns, 200 ns et 20 ns ($f_c = 2{,}4$ GHz, cible : $z = 30$ cm)

Amplitude du pic de RT

Dans les deux cas présentés ici, on observe une diminution de l'amplitude des pics de RT lorsque ceux-ci sont plus proches. Ainsi, à $z = 30$ cm, l'amplitude du pic de RT est initialement de 0,67 pour $dt = t_{reverb}/2 = 2000$ ns, puis 0,30 à $dt = t_{reverb}/20 = 200$ ns et finalement 0,11 pour $dt = t_{reverb}/200 = 20$ ns. À $z = 60$ cm, les amplitudes obtenues sont respectivement de 0,66, 0,37 et 0,10. L'amplitude du pic de RT a donc diminué d'un facteur 6,5 en moyenne entre $dt = 2000$ ns et $dt = 20$ ns.

Plusieurs effets peuvent conduire à la diminution de l'amplitude observée ici. Premièrement, nous avons normalisé l'amplitude des signaux émis $\tilde{e}_{\to i,train}(t)$ à 1, afin qu'ils aient tous la même amplitude. Cela a été fait dans le but d'être représentatif des essais de claquage où l'amplitude maximale est fixée par l'amplificateur [22]. De plus, lorsque l'on réduit l'espacement dt entre deux pics de RT, il arrive un moment où le signal $n+1$ commence à être envoyé alors que le signal n

22. Voir la discussion au début de la section 4.2.1.

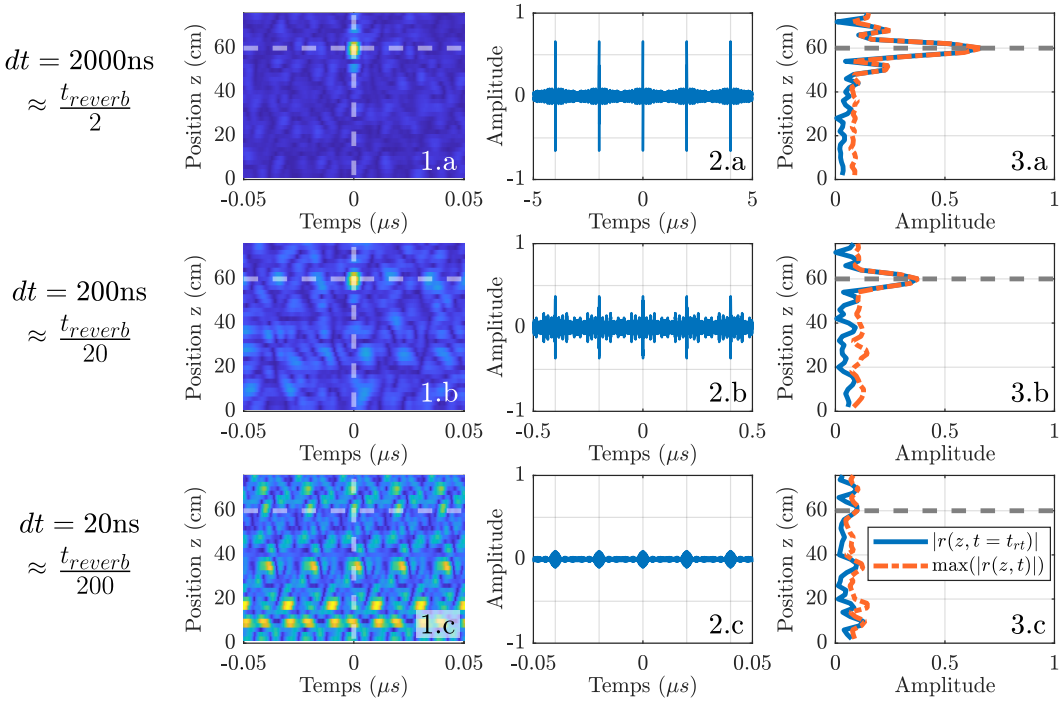


FIGURE 4.19 – Résultats pour des impulsions espacées de 2000 ns, 200 ns et 20 ns ($f_c = 2{,}4$ GHz, cible : $z = 60$ cm)

n'a pas fini d'être émis (voir Figure 4.17). La puissance limitée de l'amplificateur se retrouve alors « partagée » entre les deux signaux, ce qui diminue l'amplitude des pics de RT associés. En revanche, dans le cas d'une grande durée inter-impulsion, les signaux émis n et $n+1$ ne se chevauchent presque pas et chacun d'entre eux peut être émis avec la puissance maximale. Dit autrement, et de manière très simplifiée : la puissance maximale étant limitée, l'énergie envoyée pendant une durée donnée est elle-aussi limitée. Par conservation de l'énergie, lorsque l'on augmente le nombre de pic de RT sur cette durée, la quantité d'énergie par pic est plus faible, ce qui fait diminuer leur amplitude.

Deuxièmement, les signaux correspondant à deux pics de RT successifs peuvent interférer entre eux. Si ceux-ci sont en opposition de phase au moment d'un des pics de RT, son amplitude sera réduite. A l'inverse, une légère augmentation du pic de RT peut être observée si les signaux sont en phase pendant un pic de RT. Dans les deux cas, ces phénomènes d'interférences diminuent lorsque l'écart entre les pics augmente.

Pour finir, l'utilisation de train d'impulsions a un fort impact sur le spectre du signal envoyé. Sans justifier cela pour l'instant (cela sera fait plus loin, voir 4.3.3), on peut dire que, de manière analogue à ce qui se passe lorsque l'on allonge la durée de l'impulsion, l'utilisation d'un train d'impulsions conduit à « exploiter moins de modes ». L'amplitude du signal obtenu après retournement temporel devient alors plus dépendante de quelques modes et de leur amplitudes respectives, ce qui peut conduire à un pic de RT réduit.

Focalisation temporelle

En ce qui concerne la qualité de la focalisation temporelle, on observe une augmentation du niveau de bruit relativement au pic de RT lorsque le délai entre deux impulsions diminue. Le contraste temporel C_t^{max} passe ainsi de 7,4 ($z = 30\,\text{cm}$) et 7,1 ($z = 60\,\text{cm}$) pour $dt = t_{reverb}/2 = 2000\,\text{ns}$, à 1,6 et 3,3 respectivement pour $dt = t_{reverb}/200 = 20\,\text{ns}$. Là encore, la dégradation de la focalisation est due à la « moins bonne exploitation du spectre » lorsque les impulsions, ou pics de RT, sont plus rapprochés.

Focalisation spatiale

La focalisation spatiale est elle aussi dégradée lorsque l'on diminue le délai inter-impulsion. Pour un délai inter-impulsion important (2000 ns), la tache focale est nettement visible. Les largeurs à mi-hauteur des taches focales sont respectivement de 6,6 cm (soit $\approx \lambda/1{,}88$) à $z = 30\,\text{cm}$ et 6,8 cm (soit $\approx \lambda/1{,}85$) à $z = 60\,\text{cm}$, ce qui est très proche de la valeur théorique de $\lambda/2$. Les lobes secondaires d'amplitudes les plus élevées se trouvent de part et d'autre de celle-ci. À $dt = 200\,\text{ns}$ la tache focale devient moins visible et le niveau de bruit augmente. Finalement, pour les pics les plus rapprochés ($dt = 20\,\text{ns}$), la focalisation spatiale est fortement dégradée, voir inexistante. Ainsi, lorsque l'on vise la position $z = 60\,\text{cm}$, un lobe secondaire d'amplitude plus élevée que le pic de RT au moment de la focalisation est présent à $z = 10\,\text{cm}$. De manière plus quantitative, le contraste spatial C_s^{max} passe de 2,9 ($z = 30\,\text{cm}$) et 2,7 ($z = 60\,\text{cm}$) pour $dt = t_{reverb}/2 = 2000\,\text{ns}$, à 1,9 et 0,8 respectivement pour $dt = t_{reverb}/200 = 20\,\text{ns}$.

Focalisation spatio-temporelle

Les mêmes remarques que pour les focalisations temporelle et spatiale peuvent être faites pour la focalisation spatio-temporelle : celle-ci se dégrade lorsque les pics de RT sont plus proches. En effet, on observe une augmentation de l'amplitude maximale du signal reçu tous-temps-confondus ($\max(|r(z,t)|)$, courbe orange pointillée) avec la baisse de dt. Dans le cas $z = 60\,\text{cm}$ et $dt = t_{reverb}/200$ (Figure 4.19, 3ème ligne), on observe même la présence d'un lobe spatio-temporel à $z = 18\,\text{cm}$ dont le niveau est plus élevé d'environ 50 % que les pics de RT. Ce dernier signal n'est donc pas acceptable, car il pourrait induire un claquage à un endroit non désiré.

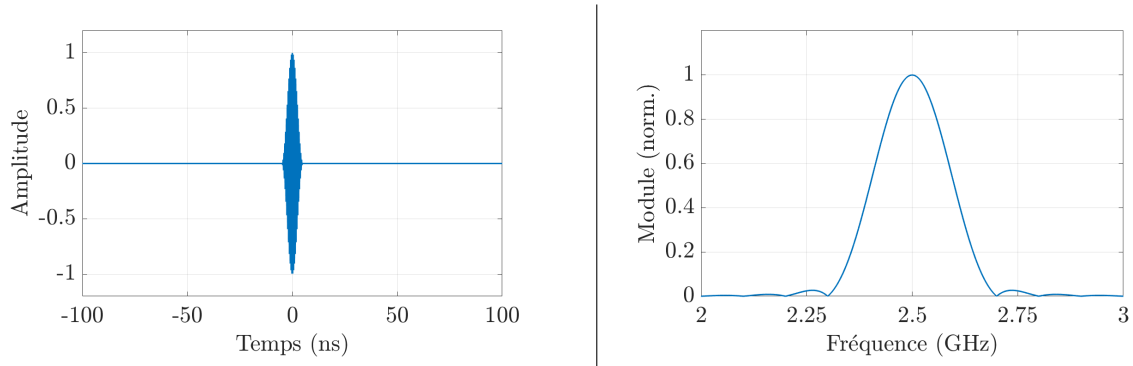
4.3.3 Éléments de réponse sur l'origine de la dégradation de la focalisation

L'origine de la dégradation de la focalisation dans le cas mono-impulsion lorsque l'on augmente la durée de l'impulsion est bien connue et expliquée dans la littérature existante (voir le Chapitre 2.3 ou [1] pour une revue). En revanche, le cas du train d'impulsions est moins présent dans la littérature[23]. Nous proposons ici un début d'explication basée sur la modification du spectre initial engendrée par la répétition des impulsions. L'étude plus précise de l'impact des autres phénomènes, tels que les interférences destructives et constructives entre signaux consécutifs, sera laissée à d'autres.

Remarque : Davantage de détails, notamment d'un point de vue mathématique, sont fournis dans l'Annexe C.

On considère ici une impulsion $imp(t)$ de durée 10 ns, dont l'évolution temporelle et le spectre sont donnés sur la Figure 4.20.

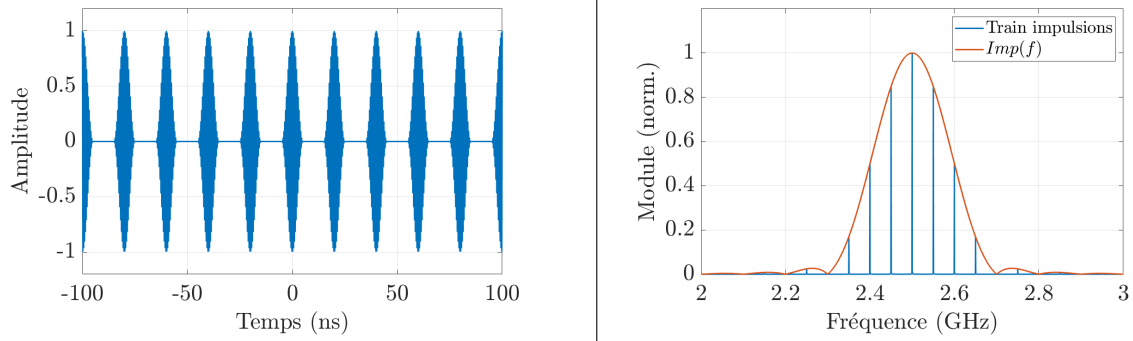
23. Voire absent ?



(a) Domaine temporel (b) Domaine fréquentiel

FIGURE 4.20 – Impulsion initiale

Un train d'impulsions infini $train(t)$ est ensuite créé à partir de cette impulsion en convoluant (ou multipliant) l'impulsion par un *peigne de Dirac* (voir Annexe C). Le signal et le spectre résultants de cette opération sont donnés sur la Figure 4.21.



(a) Domaine temporel (b) Domaine fréquentiel

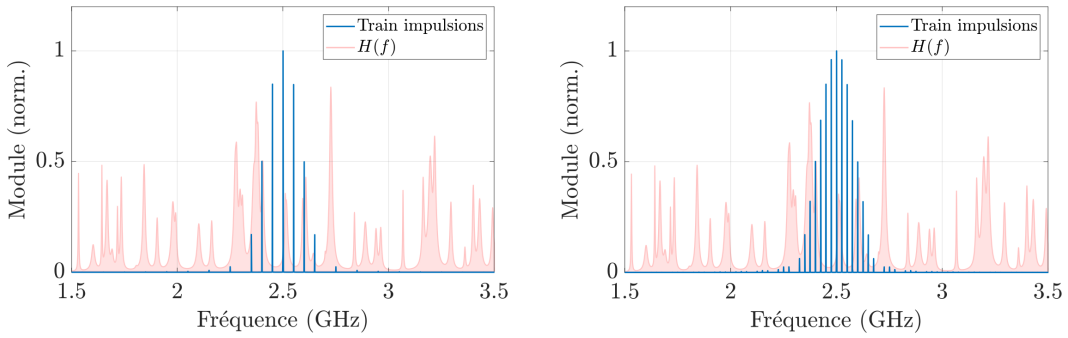
FIGURE 4.21 – Train impulsion $dt = 20\,\text{ns}$

On constate que le spectre est désormais non-nul seulement pour certaines fréquences bien précises, multiples de $1/dt$: on dit que « le spectre a été échantilloné par le peigne de Dirac ». Dans le cas d'un délai entre impulsions de 20 ns (Figure 4.21), les fréquences restantes sont espacées de $df = 1/dt = 50\,\text{MHz}$. Pour un train comportant des impulsions plus espacées, par exemple 40 ns, les fréquences restantes seraient un peu plus proches : tous les 25 MHz.

Lors du calcul du signal à envoyer $E_{\rightarrow i,train}(f)$, le train d'impulsions est multiplié par la fonction de transfert. Cela a pour effet « d'échantillonner » à son tour la fonction de transfert. Le signal résultant $E_{\rightarrow i,train}(f)$ ne contient alors plus que quelques modes. C'est ce qui engendre la dégradation de la focalisation [24]. Dans le cas où les impulsions sont plus espacées dans le temps (40 ns au lieu de 20 ns, par exemple), la fonction de transfert est mieux échantillonnée et davantage de modes sont exploités (ou ceux-ci sont « mieux » exploités), comme l'illustre la

24. De manière analogue au cas mono-impulsion, où la réduction de la bande-passante de l'impulsion diminue le nombre de modes exploités et conduit à une dégradation de la focalisation (voir section précédente).

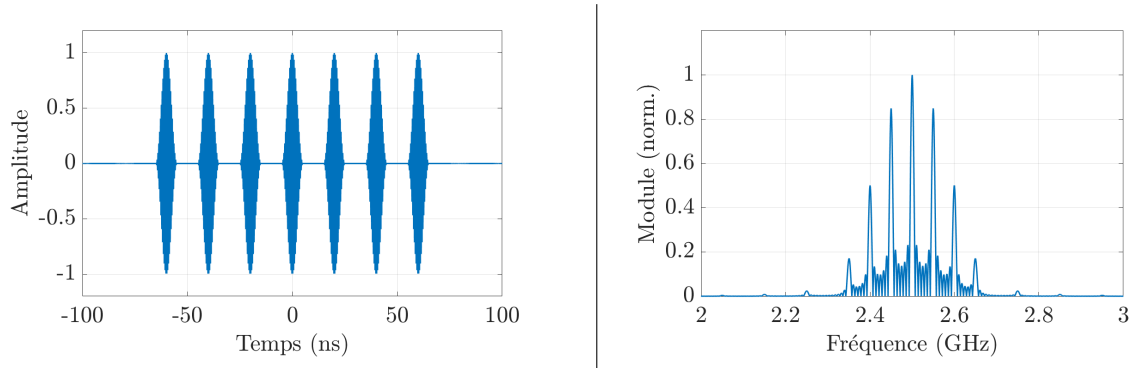
Figure 4.22. [25]. La focalisation est alors meilleure, comme nous l'avons montré précédemment (Figures 4.18 et 4.19).



(a) Train d'impulsions avec $dt = 20\,\text{ns}$ (b) Train d'impulsions avec $dt = 40\,\text{ns}$

Figure 4.22 – Échantillonnage de la fonction de transfert par le train d'impulsions

Pour finir, on remarquera qu'un train d'impulsions comportant un nombre fini d'impulsions N (Figure 4.23a) peut être considéré comme un train infini, fenêtré à l'aide d'une fonction porte. Dans le domaine fréquentiel, ce fenêtrage correspond à une convolution par un sinus cardinal, d'autant plus large que la fenêtre est courte (ou, de manière équivalente, que le nombre d'impulsions est petit). Le spectre résultant est donc nul pour moins de fréquences (voir Figure 4.23b), les modes de la fonction de transfert sont mieux exploités et la focalisation est meilleure. Le cas du train d'impulsions infini est donc un cas pénalisant, ce qui justifie en partie pourquoi nous avons choisi de l'étudier.



(a) Domaine temporel (b) Domaine fréquentiel

Figure 4.23 – Train d'impulsions fini ($dt = 20\,\text{ns}$, 7 impulsions et $\Delta t_{fen} = 140\,\text{ns}$)

4.4 Allongement et répétition d'impulsions, exemple de la thèse de B. Fragge : $7 \times 200\,\text{ns}$

Lors de la thèse précédente, B. Fragge n'a pas réussi à claquer à l'aide d'une unique impulsion de courte durée (par exemple 10 ns). A la place, elle a utilisé plusieurs impulsions de

25. La fonction de transfert $H(f)$ sur cette figure est fictive : pour plus de lisibilité, elle contient moins de modes et des modes plus larges que les fonctions de transfert mesurées dans la cavité.

plus longue durée (de 4 à 7×200 ns). Une dégradation de la focalisation a alors été soupçonnée, notamment via les signaux reçus et la présence de plasmas sur plusieurs SRR, mais celle-ci n'a pas été étudiée davantage, par manque d'outils appropriés (et de temps). Comme nous venons de le montrer au cours des quelques sections précédentes, nous possédons désormais ces outils. Nous proposons donc ici de vérifier si le type de signaux employés par B. Fragge permet de focaliser correctement ou non. Pour cela, nous allons d'abord reconstruire un signal analogue à ceux employés par B. Fragge, puis réaliser un calcul de RT.

Pour ce calcul, nous considérons un train d'impulsions $train(t)$ constitué de 7 impulsions de 200 ns, espacées chacunes de 500 ns (estimation à partir de la Figure III.38, p.126 de sa thèse). Déviant un peu de l'expérience de B. Fragge, nous utilisons ici une porteuse de 2,8 GHz, au lieu de $f_c \approx 2{,}85$ GHz, afin de s'éloigner légèrement de la borne supérieure de la plage de fréquences pour laquelle nous avons mesuré les fonctions de transfert (2 GHz – 3 GHz) [26] [27]. Par ailleurs, pour le calcul nous utilisons notre propre jeu de fonctions de transfert. Du fait des limitations liées au montage (cf. 4.1.3), celles-ci s'arrêtent à $z = 76$ cm. Nous ne pouvons donc pas viser la position $z = 83$ cm où se trouvait la boucle magnétique à l'époque et sommes obligés de focaliser plus bas. L'altitude $z = 60$ cm a été retenue ici afin de pouvoir voir la tache focale en entier. Une autre différence est la configuration de la cavité : dans notre cas, elle ne contenait que trois sondes boucles magnétiques, une demi-sphère métallique et un demi-tore, lui aussi en métal. Dans les essais de B. Fragge, ceux-ci étaient absents. En revanche, une structure en aluminium était présente à l'intérieur de la cavité dans sa thèse afin de maintenir les SRR [28]. Du fait de ces différences, la chaoticité de la cavité n'est donc pas forcément la même, ce qui peut avoir des conséquences sur la qualité de la focalisation. Pour finir, nous avons réalisé l'apprentissage à l'aide de la sonde *enprobe*, sensible au champ électrique, alors que l'apprentissage a été réalisé à l'aide d'une boucle magnétique dans son cas. La Figure 4.24 montre le signal $e_{\rightarrow 60cm,train}(t)$ ainsi reconstruit pour notre calcul. Le signal envoyé par B. Fragge pour focaliser est quant à lui inconnu [29].

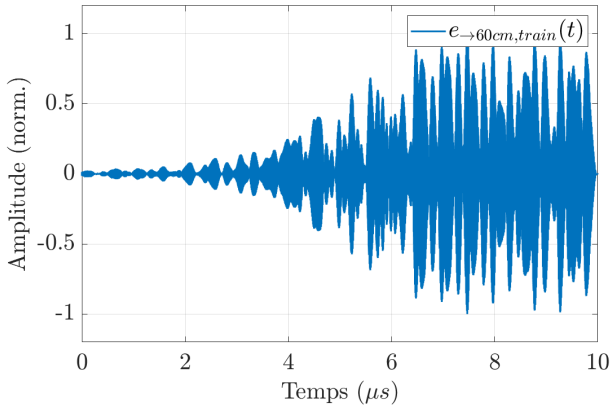
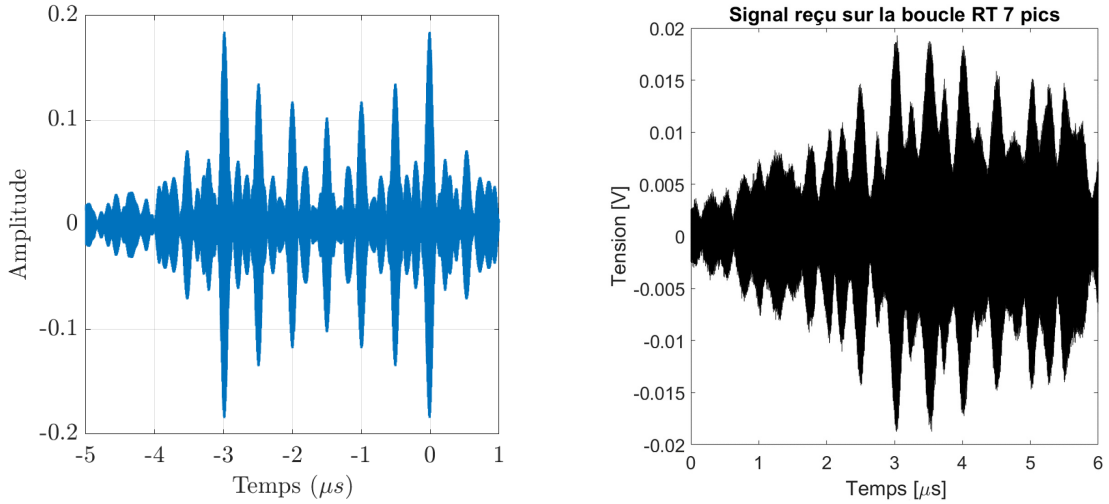


Figure 4.24 – Signal $e_{\rightarrow 60cm,train}(t)$ utilisé pour notre calcul

26. Pour rappel, nos mesures sont ici limitées à 3 GHz à cause de la sonde *enprobe*.
27. S'éloigner de cette limite permet de s'assurer qu'une partie du spectre de l'impulsion ne se trouve pas dans une zone où la fonction de transfert est inconnue (ou du moins limiter ce problème). C'est notamment le cas pour la comparaison avec une impulsion de 10 ns effectuée un peu plus tard.
28. Il s'agit de la structure que nous avons démonté au Chapitre 3 pour diminuer les pertes ...
29. Seul le signal reçu après retournement temporel est montré dans sa thèse.

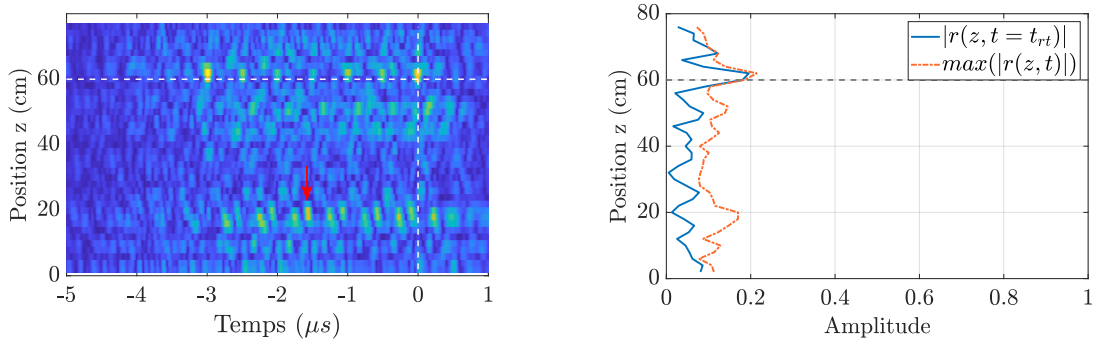
Les résultats du calcul et le signal de référence enregistré par B. Fragge sont donnés sur les Figures 4.25 et 4.26. A titre de comparaison, les résultats pour une unique impulsion de 10 ns et 200 ns sont aussi donnés sur la Figure 4.27.



(a) Signal reçu au point ciblé (résultats de nos calculs)

(b) Signal de référence mesuré par B. Fragge (extrait de [2], p.126)

Figure 4.25 – Comparaison entre un calcul de RT pour 7 pics de 200 ns espacés de 500 ns ($z = 60$ cm, $f_c = 2{,}8$ GHz) et un signal enregistré par B. Fragge



(a) Cartographie du signal reçu

(b) Signal reçu en fonction de la position

Figure 4.26 – Calcul de RT pour 7 pics de 200 ns espacés de 500 ns ($z = 60$ cm, $f_c = 2{,}8$ GHz) (Focalisation spatio-temporelle)

Au point ciblé, on observe les sept pics de retournement temporel, comme attendu (Figure 4.25a). L'amplitude des pics du milieu est cependant réduite : seulement 55 % des pics initiaux et finaux. Le contraste temporel $C_s^{\max}$ est donc variable, suivant quel pics et quel lobes sont considérés. Dans le meilleur cas, on peut l'estimer à 2,6. Et dans le pire cas, à 1,5. Ces valeurs de contraste sont bien en dessous du cas de référence 1×10 ns et du cas 1×200 ns (Figure 4.27), pour lesquels les contrastes sont respectivement de 9,6 et 2,9 [30]. La focalisation

30. On remarquera que le contraste pour 10 ns est plus élevé ici, à 2,8 GHz, que celui donné à 2,4 GHz à la section

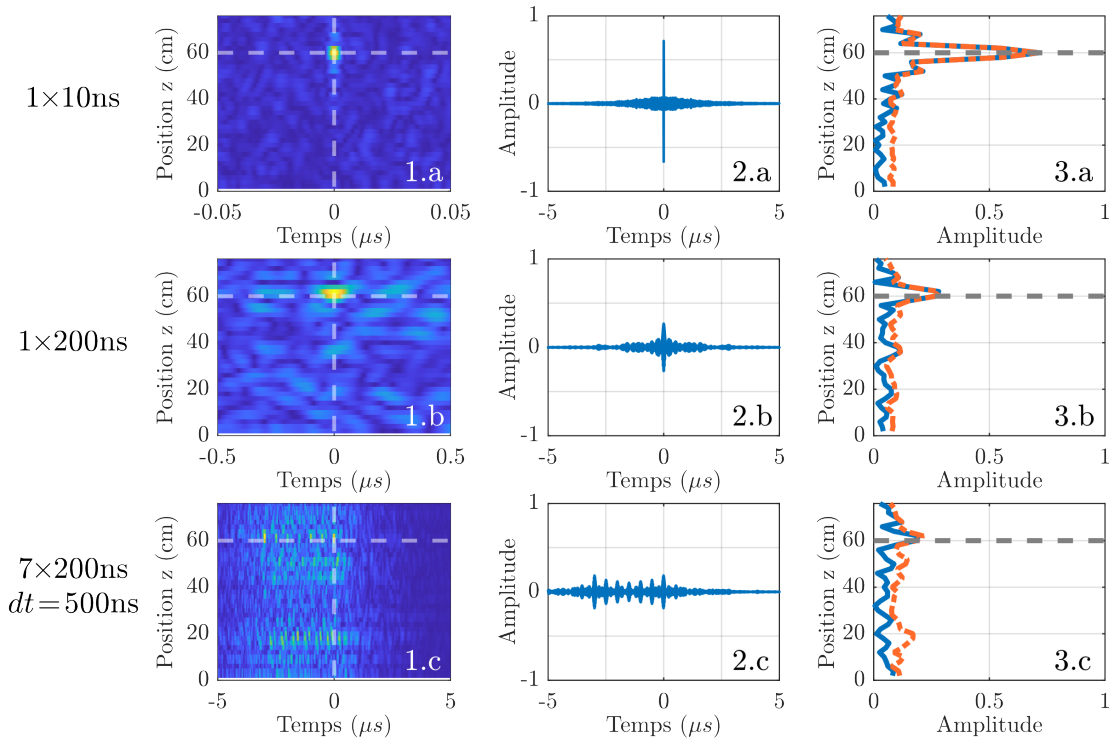


FIGURE 4.27 – Comparaison avec les cas mono-impulsion 10 ns et 200 ns

temporelle est donc dégradée de manière notoire avec ce type de signal. On remarquera par ailleurs que la focalisation temporelle est meilleure dans ce calcul que pour le signal mesuré par B. FRAGGE, où certains pics de RT sont difficilement distinguables des lobes secondaires. Outre le bruit de mesure, cette différence est probablement due à la différence de configuration.

En ce qui concerne la focalisation spatiale (Figure 4.26b), on devine encore la présence de la tache focale dans notre calcul, même si le maximum du pic de RT se trouve 2 cm au dessus de la position visée. Le contraste spatial C_s^{max} est donc, en toute rigueur, inférieur à 1. En faisant abstraction de cela, on obtient un contraste spatial de 1,5, bien en dessous des cas mono-impulsion 10 ns ($C_s^{max} = 3{,}35$) et 200 ns ($C_s^{max} = 2{,}3$[31]).

Pour finir, on constate la présence d'un lobe spatio-temporel important à $z = 20$ cm et ayant lieu à $-1{,}6$ µs (indiqué par la flèche rouge sur la Figure 4.26a). Son amplitude est d'environ 90 % de celle du pic de RT le plus élevé et 165 % du pic de RT le plus faible.

En conclusion, les calculs effectués indiquent que ce type de signal (7×200 ns à 2,8 GHz) ne permet pas de focaliser convenablement. A cela s'ajoute le fait que la focalisation temporelle est moins bonne dans le cas de B. FRAGGE, ce qui laisse penser que la focalisation spatiale dans son cas était encore pire que celle calculée ici. Il semble donc possible d'affirmer que les signaux

précédente (environ 8). Cette amélioration de la focalisation avec la fréquence (à durée d'impulsion constante) est attendue.

31. Idem, nous avons fait abstraction du fait que le pic soit légèrement décalé pour calculer cette valeur. Le calcul du contraste laisse donc parfois place à l'interprétation ...

employés par B. Fragge pour claquer ne permettaient pas d'assurer une bonne focalisation spatiale et, donc, de claquer de manière sélective par retournement temporel.

4.5 Autre résultat : isolation en polarisation

Jusqu'à présent, nous avons ignoré les problématiques de polarisation du champ dans la cavité afin de simplifier la discussion. Nous proposons à présent d'aborder ces questions.

D'un côté, nous savons que dans une cavité réverbérante chaotique et surmodée (ce qui est notre cas), il est possible d'exciter toutes les polarisations du champ, et ce, indépendamment de la polarisation de l'antenne d'émission. De l'autre, les sondes employées pour mesurer le champ, que ce soit la sonde *enprobe*, les monopôles sondes ou les boucles magnétiques, sont polarisées. De même, les SRR utilisés en tant qu'initiateurs plus tard le sont aussi. Il semble donc intéressant d'étudier si la polarisation est conservée par retournement temporel, ou non. Autrement dit, la polarisation du champ obtenu après refocalisation est-elle la même que celle de la sonde utilisée pour l'apprentissage ? Si la polarisation est conservée, il sera absolument nécessaire de faire correspondre la polarisation des sondes et des initiateurs, faute de quoi ceux-ci ne verront pas le champ (électrique ou magnétique) engendré lors du pic de retournement temporel. Au contraire, si la polarisation n'est pas conservée, il ne sera pas nécessaire d'être précis sur les orientations relatives des capteurs et des initiateurs. Cependant, cela pourrait aussi engendrer des « pertes d'efficacité » puisque la partie du champs généré sur une autre polarisation ne serait alors pas exploitée par l'initiateur.

On notera ici que l'utilisation d'une sonde non-intrusive, telle que la sonde *enprobe*, est idéale pour ce type d'étude. En effet, elle permet de mesurer le champ électrique au même endroit suivant plusieurs polarisations, et ce, sans modifier le champ, contrairement à une antenne que l'on tournerait. De plus, elle possède une bonne *isolation en polarisation*[32] (environ 40 dB [D9]), ce qui évite les problèmes de couplage que l'on aurait pu avoir si on avait réalisé la mesure en plaçant deux monopôles perpendiculairement au même endroit.

Après retournement temporel, le signal $R_{\vec{x},\vec{y}}(f)$ reçu à une position donnée z_k suivant la polarisation $\vec{x}$ lorsque l'on cherche à focaliser sur la polarisation $\vec{y}$ (Figure 4.28) est donné par :

$$R_{\vec{x},\vec{y}}(f) = H_{\vec{x}}(f) \cdot H_{\vec{y}}(f)^* \cdot E(f)^*, \tag{4.15}$$

avec $H_{\vec{x}}(f)$ et $H_{\vec{y}}(f)$ les fonctions de transfert apprises respectivement suivant les polarisations $\vec{x}$ et $\vec{y}$[33]. Il est ensuite possible de définir l'isolation en polarisation croisée :

$$I = \frac{|r_{\vec{y},\vec{y}}(t = t_{rt})|}{\max\left(|r_{\vec{x},\vec{y}}(t)|\right)}, \tag{4.16}$$

donnant le rapport entre l'amplitude du pic de RT reçu sur la polarisation visée ($r_{\vec{y},\vec{y}}(t = t_{rt})$) et l'amplitude maximale du signal reçu sur l'autre polarisation ($\max\left(|r_{\vec{x},\vec{y}}(t)|\right)$).

32. En présence d'un champ électrique (ou magnétique) polarisé suivant une direction $\vec{u}$, l'isolation en polarisation correspond au rapport entre le champ mesuré suivant cette polarisation $\vec{u}$ et le champ mesuré par erreur sur une direction perpendiculaire $\vec{v}$.

33. Ces fonctions de transfert dépendent bien évidemment de la position z_k, mais nous avons omis l'indice k ici pour plus de lisibilité.

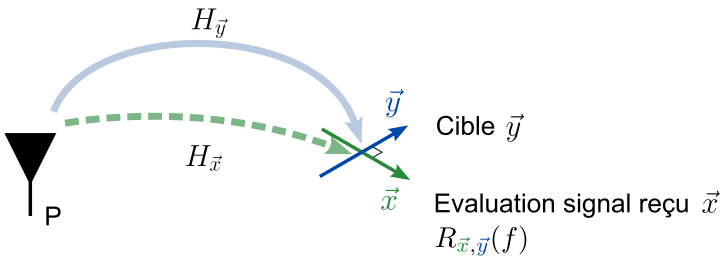


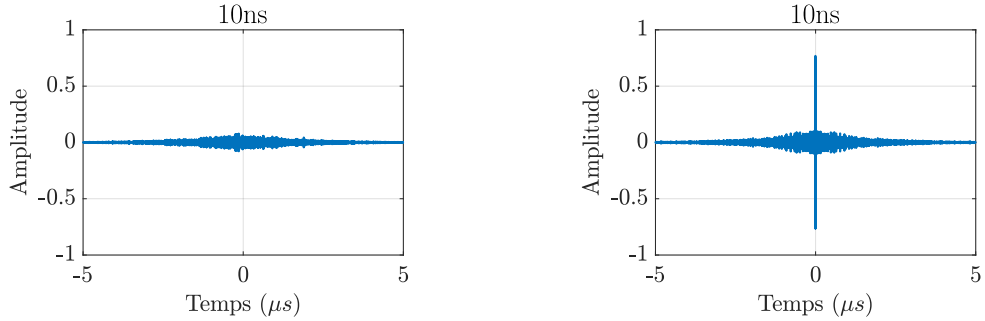
FIGURE 4.28 – Évaluation du signal pour une autre polarisation

Remarques :

— *bien évidemment, il est aussi possible de faire l'inverse et d'évaluer le signal reçu suivant la polarisation $\vec{y}$ lorsque l'on cherche à focalisation sur $\vec{x}$;*

— *seule l'isolation entre les polarisations $\vec{x}$ et $\vec{y}$ est étudiée ici, car nous n'avons pas pu effectuer de mesures suivant la polarisation $\vec{z}$ (voir explications à la section 4.1.3).*

Les calculs sont réalisés pour toutes les positions z_k, des durées d'impulsion allant de 5 ns à 1000 ns et une fréquence de porteuse de 2,45 GHz. Les résultats sont donnés sur les Figures 4.29 et 4.30.



(a) Signal $r_{\vec{x},\vec{y}}(t)$ reçu suivant $\vec{x}$

(b) Signal $r_{\vec{y},\vec{y}}(t)$ reçu suivant $\vec{y}$ (cas classique)

FIGURE 4.29 – Exemples de signaux reçus lorsque l'on cherche à focaliser sur la polarisation $\vec{y}$ ($z = 36$ cm)

Comme le montre la Figure 4.29a, lorsque l'on envoie un signal de RT permettant de focaliser sur $\vec{y}$, aucun pic de RT n'est observé sur $\vec{x}$. Seul du bruit est présent. Le signal reçu suivant la « bonne » polarisation (ici $\vec{y}$) présente quant à lui bien un pic de RT, comme attendu (Figure 4.29b). Ces résultats montrent donc que le retournement temporel conserve la polarisation, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus par COZZA et al. [62].

De manière plus générale, l'amplitude maximale du signal reçu $r_{\vec{x},\vec{y}}(t)$ est donnée pour toutes les positions et durées d'impulsion sur la Figure 4.30. Celle-ci reste relativement constante, peu importe la durée de l'impulsion. Au contraire, l'amplitude du signal reçu suivant la « bonne » polarisation (courbes pointillées) augmente lorsque la durée de l'impulsion diminue grâce à la présence du pic de RT. De ce fait, l'isolation en polarisation du RT (cf. équation 4.16) est d'autant plus grande que l'impulsion est courte : dans cet exemple, elle est d'environ 7,7 à 10 ns, 3,7 à

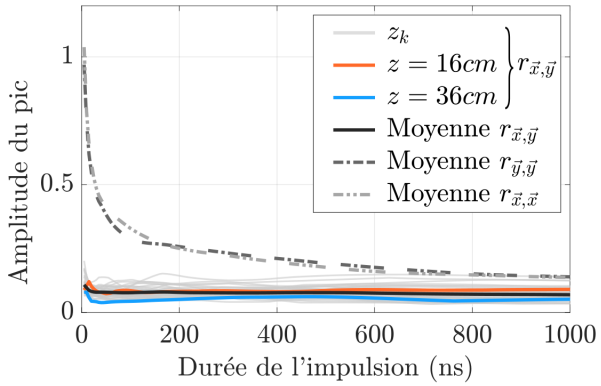


Figure 4.30 – Amplitude du signal reçu après RT pour une polarisation différente

100 ns et 2,0 à 1000 ns. Cela correspond respectivement à des valeurs de ≈ 18 dB (10 ns), 11 dB (100 ns) et 6 dB (1000 ns). Placer un initiateur suivant une polarisation perpendiculaire à celle de la sonde utilisée à l'apprentissage n'est donc pas recommandé, sous peine de recevoir un signal fortement réduit.

On remarquera que pour aller plus loin, il serait possible d'évaluer le signal reçu pour différents polarisations intermédiaires (par exemple, tous les 10°). Cela permettrait, par exemple, d'estimer l'erreur angulaire maximale autorisée sur l'orientation de l'initiateur vis-à-vis de la sonde utilisée pour l'apprentissage pour une diminution du signal reçu donnée. On pourrait alors dire : « Une erreur angulaire de ±10° est acceptable, car le champ vu par l'initiateur n'est réduit que de 10 %. », ce qui aiderait pour la réalisation du montage expérimental.

4.6 Synthèse

L'objectif de ce chapitre était d'évaluer l'impact de stratégies utilisées pour claquer, à savoir allonger et/ou répéter les impulsions, sur la qualité de la focalisation spatio-temporelle. Pour cela, une étude mêlant expérimental (acquisition des fonctions de transfert) et numérique (calculs de RT) a été menée. Cette étude a été rendue possible par l'utilisation d'une sonde non-intrusive permettant de mesurer les fonctions de transfert en différents point de la cavité, sans perturber le champ lors de son déplacement.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'influence de la durée de l'impulsion. Pour les impulsions de durée modérées à longues (200 ns à 1000 ns), l'amplitude du pic de RT dépend peu de la durée de l'impulsion, mais varie fortement d'une position à l'autre (en fonction des modes mis en jeu). La focalisation spatiale est plutôt mauvaise, avec une tache focale se distinguant peu du bruit et un contraste spatial faible. Cette plage de durée correspond à un régime plutôt piloté par la structure modale de la cavité. A l'opposée, en dessous de 100 ns à 200 ns, l'amplitude du pic de RT varie de manière inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion. Raccourcir la durée du pic de RT permet donc d'obtenir des pics d'amplitudes d'autant plus élevées. De plus, la focalisation temporelle est bonne avec un pic de RT se distinguant très bien du bruit. Il en est de même pour la focalisation spatiale, la tache focale étant bien visible et le contraste élevé. A 100 ns, pour les deux position évaluées, sa largeur à mi-hauteur est d'environ

7,5 cm (soit $\lambda/1{,}7$). Pour les impulsions les plus courtes (10 ns), elle est d'environ 6,9 cm, soit $\lambda/1{,}8$, ce qui est proche de la valeur théorique de $\lambda/2$. Ces courtes durées correspondent à un régime piloté par le RT.

Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'impact de la répétition d'impulsion, et plus précisément du délai entre deux impulsions successives, sur la focalisation. On constate que lorsqu'on rapproche les impulsions, l'amplitude des pics après retournement temporel diminue. De même, la qualité de la focalisation spatiale et temporelle devient moins bonne lorsque le délai entre deux impulsions diminue : alors que la focalisation est encore acceptable pour un espacement de $t_{reverb}/20 = 200$ ns, elle devient pratiquement inexistante pour $t_{reverb}/200 = 20$ ns.

On notera qu'une partie de ces résultats on fait l'objet d'une publication [63].

Nous nous sommes ensuite intéressés aux signaux employés dans la thèse précédente pour claquer par retournement temporel, B. Fragge ayant à la fois choisi d'utiliser des impulsions répétées (par exemple 7 impulsions) et d'allonger leur durée (200 ns). Pour cette étude, nous avons donc reconstruit un signal analogue à celui utilisé par B. Fragge (7×200 ns, espacement de 500 ns), puis réalisé un calcul de retournement temporel avec ce signal. Les résultats du calcul montrent qu'avec ce type de signal la focalisation spatiale est mauvaise, puisqu'un lobe spatial d'amplitude similaire à celle du pic de RT est présent ailleurs dans la cavité. Il est donc fort probable que le claquage n'ait pas été obtenu grâce à la refocalisation spatiale (et temporelle) des micro-ondes sur le SRR visé uniquement (=claquage sélectif), mais plutôt grâce l'injection d'un niveau de puissance élevé dans la cavité pendant une durée suffisamment longue pour claquer. Le claquage par retournement temporel, dans l'air, à pression atmosphérique, de manière sélective reste donc à être démontré.

Pour finir, nous avons profité de cette étude sur la qualité de la focalisation pour évaluer l'isolation en polarisation du RT. Celle-ci est très bonne lorsque les pics de RT sont courts. Cela rejoint des résultats obtenus par Cozza et al. [62] précédemment.

Cette étude nous permet donc de tirer plusieurs enseignements pour les expériences de RT des chapitres à venir. Premièrement, pour pouvoir claquer de manière sélective, il est nécessaire d'utiliser des impulsions courtes ou, dans le cas multi-impulsions, d'espacer celles-ci le plus possible. La dégradation de la focalisation étant progressive, nous n'avons pas déterminé de frontière franche entre focalisation et absence de focalisation. On pourra tout de même retenir comme ordre de grandeur qu'une durée d'impulsion inférieure à 100 ns permet de focaliser de manière convenable. Si besoin, l'intensité du champ engendré lors du pic de RT pourra aussi être facilement augmentée en raccourcissant les impulsions. La stratégie à employer dépendra toutefois des évolutions relatives de l'amplitude du pic de RT et du champ de claquage lorsque la durée d'excitation diminue (voir Chapitre 6.3).

Dans le cas de l'envoi de multiples impulsions celles-ci devront être espacées d'au moins 200 ns. Cette stratégie ne pourra donc être efficace que si la durée de vie des espèces chargées est supérieure à 200 ns, sans quoi celles-ci auront toutes disparu entre deux pics de RT successifs.

Pour finir, lors de la construction des ensembles capteurs/initiateur, il faudra faire attention à deux points : (1) que leur espacement soit inférieur à $\lambda/2$, afin que l'initiateur soit lui aussi dans la tache focale et (2) qu'ils aient la même polarisation, sans quoi l'initiateur ne verra par le champ au moment du pic de retournement temporel.

Chapitre 5

Capteurs et initiateurs

Pour faciliter le claquage de plasmas, il peut être intéressant d'utiliser des initiateurs afin d'augmenter localement l'intensité du champ électrique. Dans la thèse de V. Mazières [1], ce sont les monopôles utilisés pour l'apprentissage qui jouaient aussi ce rôle d'initiateur via l'effet de pointe ayant lieu à leur extrémité. De son côté, B. Fragge [2] a utilisé des Split-Ring Resonators (SRR) comme initiateurs, jouant cette fois-ci sur leur caractère résonant pour intensifier le champ électrique. Dans cette thèse, nous avons choisi de continuer sur cette lancée et d'aussi utiliser des SRR. L'emploi de SRR amène cependant de nouvelles problématiques par rapport aux monopôles servant à la fois de sondes et d'initiateurs :

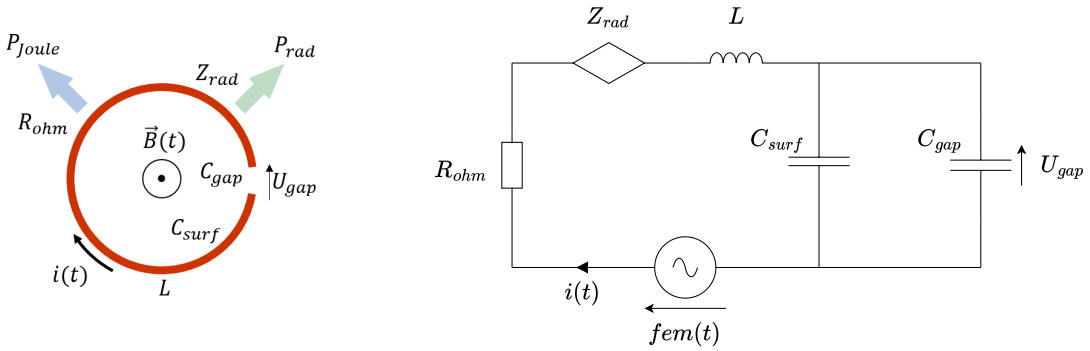
1. les SRR sont des dispositifs résonants, il faut donc déterminer, et ajuster si besoin, leur fréquence de résonance avant de pouvoir les utiliser ;
2. ils sont sensibles au champ magnétique : il faut donc utiliser un nouveau type de sondes, puisque les monopôles et la sonde *enprobe* utilisés précédemment sont sensibles au champ électrique ;
3. les sondes servant à l'apprentissage et les initiateurs étant deux éléments distincts, il faut faire attention à comment ils sont positionnés l'un par rapport à l'autre. Un trop grand espacement pourrait conduire à ce que l'initiateur soit en dehors de la tache focale.

L'objectif de ce chapitre est de répondre à ces différentes problématiques. Nous commencerons par faire quelques rappels généraux sur les SRR, puis nous évoquerons leur dimensionnement et leurs principales caractéristiques. Ensuite, nous présenterons deux méthodes envisagées en premier lieu pour mesurer la résonance des SRR, ainsi que leur défauts. Nous aborderons alors les sondes utilisées pour l'apprentissage, ici les boucles magnétiques que nous avons déjà brièvement mentionné au Chapitre 3. Cela permettra d'arriver aux problématiques liées au positionnement relatif des boucles magnétiques et des SRR, et à la méthode finalement retenue pour mesurer leur fréquence de résonance. Pour finir, nous présenterons les différents SRR utilisés au cours de cette thèse.

5.1 Les Split Ring Resonators

Les *Split-Ring Resonator* (SRR) ont déjà été présentés au Chapitre 2.1, mais nous proposons ici de faire quelques rappels. Les SRR sont un type de résonateur sub-longueur d'onde en

forme d'anneaux fendus [1]. D'un point de vue macroscopique, il se comporte comme un circuit RLC série (Figure 5.1), l'anneau jouant le rôle d'une inductance (L), le gap d'une capacitance ($C = C_{gap} + C_{surf}$) et les pertes (effet Joule et rayonnement) étant modélisées par une résistance ($R = R_{ohm} + Z_{rad}$). En présence d'un champ magnétique oscillant, une force électromotrice $f.e.m.(t)$ et un courant $i(t)$ sont générés par induction : c'est ce qui engendre la tension U_{gap} aux bornes du gap (Figure 5.1).



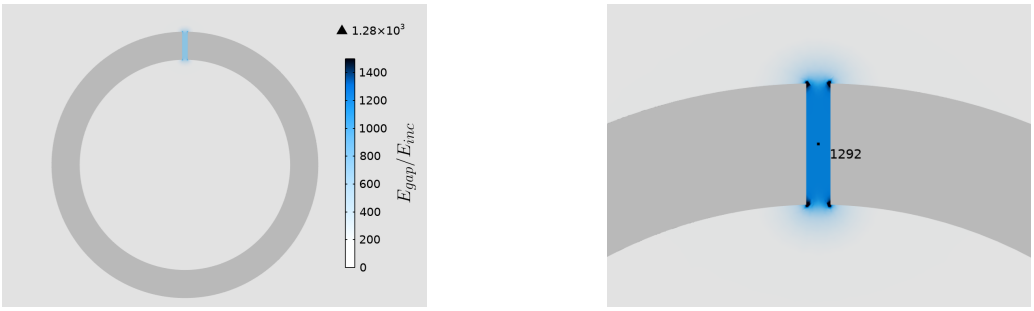
(a) Correspondance entre la forme du SRR et les grandeurs R, L et C

(b) Modèle résultant

Figure 5.1 – Modélisation RLC d'un SRR

L'intérêt des SRR pour le claquage provient de leur caractère résonant : lorsqu'un SRR est excité à sa fréquence de résonance, le champ électrique généré dans le gap peut être bien supérieur au champ incident. Ce rapport entre le champ dans le gap E_{gap} et le champ incident E_{inc}, ou *surtension*, peut être de l'ordre d'un millier, comme le montre la Figure 5.2a (simulation `COMSOL Multiphysics 6.3` pour un SRR résonant à 4 GHz). Cette augmentation du champ électrique reste toutefois très localisée et principalement cantonnée au gap (Figure 5.2b). Par ailleurs, dès que le SRR est excité en dehors de sa résonance, la surtension dans le gap chute rapidement : ici elle est divisée par 2 à ±60 MHz de la résonance (Figure 5.3). Alternativement, vu en termes de puissance, ce SRR a une bande passante à −3 dB de 66 MHz. Cela montre qu'il est nécessaire de construire, et surtout de caractériser, les SRR avec précision si l'on compte utiliser leur résonance pour claquer : toute excitation en dehors de la résonance conduira à un champ dans le gap beaucoup plus faible. Dans les sections suivantes, nous proposons donc de passer en revue les principaux choix à faire lors de la construction de nouveaux SRR, puis d'expliquer comment les caractériser.

1. Un SRR résonant à 2,8 GHz a un diamètre de 15 mm, ce qui est très petit devant la longueur d'onde de 10,7 cm.



(a) Vue d'ensemble (b) Zoom sur le gap

FIGURE 5.2 – Rapport champ électrique généré E_{gap} sur champ électrique incident E_{inc} à la résonance (4 GHz)

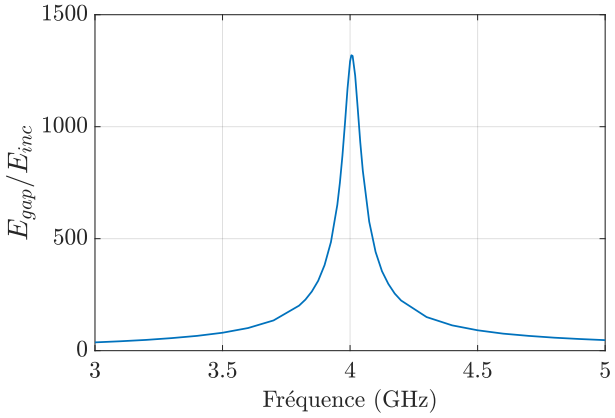


FIGURE 5.3 – Rapport E_{gap}/E_{inc} au centre du gap en fonction de la fréquence

5.2 Dimensionnement et caractéristiques d'un SRR : modèle simplifié

5.2.1 Fréquence de résonance et dimensions

Le premier paramètre à choisir lors du dimensionnement d'un SRR est sa fréquence de résonance. Dans notre cas, ce choix est influencé par les performances de l'amplificateur de puissance et par le RT, pour lequel la focalisation est meilleure lorsque la fréquence augmente.

Comme nous l'avons vu au Chapitre 2.1, la fréquence de résonance d'un SRR est donnée par :

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \tag{5.1}$$

avec L l'inductance du SRR et C sa capacitance. Voyons désormais comment ces deux paramètres dépendent du diamètre SRR et de la taille de son gap [2] (Figure 5.4).

2. Dans toute la suite, la hauteur h et l'épaisseur w (voir Figure 5.4) seront fixées à 1 mm.

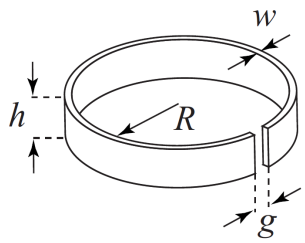


Figure 5.4 – Dimensions d'un SRR
(extrait de Sydoruk et al. [41])

Inductance & diamètre

D'après Sydoruk et al. [41], l'inductance d'un SRR est donnée par :

$$L = \mu_0 \frac{\phi_{moy}}{2} \left(\log \left(\frac{4\phi_{moy}}{h+w} \right) - \frac{1}{2} \right) \tag{5.2}$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide, ϕ_{moy} le diamètre moyen du SRR, w son épaisseur et h sa hauteur (voir Figure 5.4). Si l'on considère h et w fixées, on constate que l'inductance d'un SRR augmente avec sa taille (voir Figure 5.5). *Ainsi, un SRR plus grand aura une fréquence de résonance plus faible.*

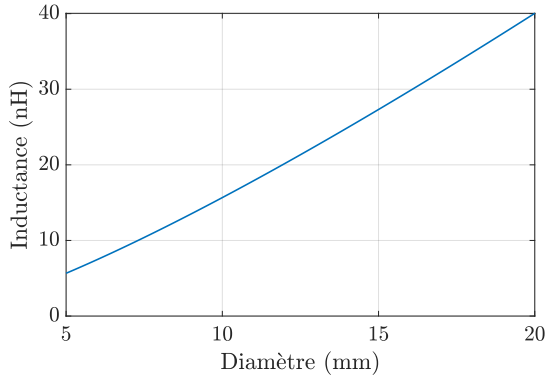


Figure 5.5 – Inductance en fonction de la taille du SRR

Capacité & gap

Pour ce qui est de la capacité C, celle-ci est la somme de la capacité du gap et d'une capacité surfacique (toujours d'après Sydoruk et al. [41]) :

$$C = C_{gap} + C_{surf} \tag{5.3}$$

La capacité surfacique est donnée par :

$$C_{surf} = \frac{2\varepsilon_0(h+w)}{\pi} \log \left(\frac{2\phi_{int}}{g} \right), \tag{5.4}$$

avec $\phi_{int} = \phi_{moy} - w$ le diamètre intérieur, et la capacité du gap par :

$$C_{gap} = C_{plan} + C_{para} \tag{5.5}$$

$$C_{gap} = \varepsilon_0 \frac{hw}{g} + \varepsilon_0(h + w + g), \tag{5.6}$$

où C_{plan} correspond à la capacité d'un condensateur idéal formé par deux plaques planes parallèles et C_{para} est une capacité parasite liée à la forme réelle du gap. La Figure 5.6 montre l'évolution de ces différentes capacités en fonction de la taille du gap et pour deux diamètres différents. Comme on peut le voir, le diamètre du SRR a un impact très faible sur sa capacité. Son influence peut donc être négligée. En revanche, la taille du gap a un effet bien visible sur la capacité du SRR. D'un point de vue analytique, cette dépendance n'est pas immédiatement évidente, du fait de la présence de la taille de gap g à différents endroits dans les équations (5.4) et (5.6). Cependant, on constate (Figure 5.6) que pour les tailles de gap qui nous intéressent (c'est à dire entre 100 µm et 1,5 mm, $w = 1$ mm et $h = 1$ mm), la capacité décroît lorsque la taille du gap augmente. *Dans notre cas, la fréquence de résonance diminue donc lorsque l'on ressert le gap.*

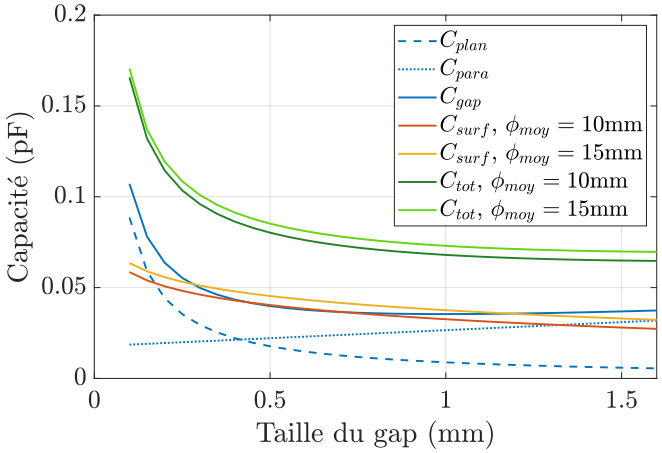


FIGURE 5.6 – Capacitances en fonction de la taille du gap

En faisant varier le diamètre du SRR et la taille de son gap, il est donc possible d'obtenir n'importe quelle fréquence de résonance. De plus, il n'y a pas unicité de la solution : une même fréquence de résonance peut être atteinte au travers de différents couples $(diamètre, gap)$. Cela est particulièrement intéressant, puisqu'il est à la fois possible de spécifier une fréquence de résonance et une taille de gap, le diamètre du SRR jouant alors le rôle de variable d'ajustement. A titre d'exemple, le Tableau 5.1 donne les diamètres théoriques pour différentes fréquences de résonance et tailles gap [3].

3. Les exemples 1 et 3 correspondent à des cas réels. L'exemple 2 montre quant à lui l'effet du diamètre (comparé à l'exemple 1) et de la taille du gap (comparé à l'exemple 3) sur la fréquence de résonance.

	Exemple 1	Exemple 2	Exemple 3
Fréquence de résonance théorique (GHz)	3,56	5,2	4
Taille de gap visée (mm)	1	1	0,2
Diamètre moyen (mm)	15	9,2	9,2
Inductance (nH)	27	14	14
Capacité (pF)	0,07	0,07	0,11
Fréquence de résonance mesurée (GHz)	$\approx 2{,}9$	-	≈ 4

Table 5.1 – Dimensions théoriques de quelques SRR

A partir de ces formules théoriques, il est donc possible de pré-dimensionner un SRR. Elles ne sont cependant pas toujours très exactes, puisque nous avons constaté expérimentalement que des SRR ($\phi_{moy} = 15\,\text{mm}$, $g \approx 1\,\text{mm}$) théoriquement censés résonner à 3,56 GHz résonnaient en réalité aux alentours de 2,9 GHz, soit 17 % plus bas. Des écarts similaires ont été observés sur des SRR grands gaps ($g \approx 0{,}8 - 1\,\text{mm}$) résonant vers 3,3 GHz au lieu de 4 GHz, comme prévu par la théorie. En revanche, pour des SRR présentant un très petit gap ($g \approx 200\,\mu\text{m}$), l'écart entre les valeurs théoriques et mesurées semblaient être moins important. Dans tous les cas, les différences observées ici soulignent la nécessité de disposer d'une méthode permettant de caractériser les SRR.

5.2.2 Taille du gap

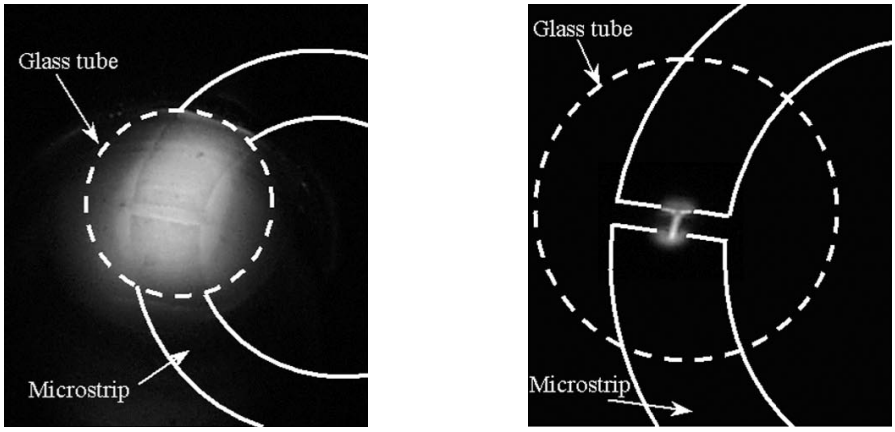
En plus d'impacter la fréquence de résonance du SRR, la taille du gap nous intéresse pour deux autres raisons. Premièrement, elle joue un rôle direct sur le champ électrique dans le gap, et donc, sur la capacité à claquer. En effet, le champ électrique dans le gap est donné par :

$$E_{gap} = \frac{U_{gap}}{g}, \tag{5.7}$$

avec U_{gap} la tension aux bornes du gap. En supposant U_{gap} indépendante de g [4], le champ électrique varie donc de manière inversement proportionnel à la taille du gap. Le claquage nécessitant un champ électrique élevé, réduire la taille du gap devrait donc, en principe, faciliter la création de plasmas.

La deuxième raison pour laquelle la taille du gap nous intéresse tout particulièrement est liée à l'allumage de carburant et à la taille des plasmas crées. En effet, alors qu'à basse pression le plasma peut diffuser vers l'extérieur et s'étendre, à pression atmosphérique celui-ci diffuse peu, se retrouve confiné dans le gap et a tendance à prendre un aspect filamentaire (Figure 5.7). Or, pour l'allumage, nous cherchons à disposer de plasmas de grande taille afin : (1) d'augmenter la probabilité qu'une goutte de carburant, et son sillage de vapeurs, passe à proximité du plasma et (2) maximiser la « surface de contact » entre le plasma et les vapeurs de carburant. Idéalement, il faudrait donc ouvrir le gap pour agrandir le plasma et éviter qu'il se retrouve « caché » par les parois.

4. En réalité, ce n'est pas tout à fait le cas, car U_{gap} dépend de la capacité, qui elle même dépend de la taille du gap.



(a) A basse pression (0,02 atm) (b) A pression atmosphérique

FIGURE 5.7 – Exemples de plasmas générés dans l'air à l'intérieur du gap d'un SRR (extrait de IZA et al. [35])

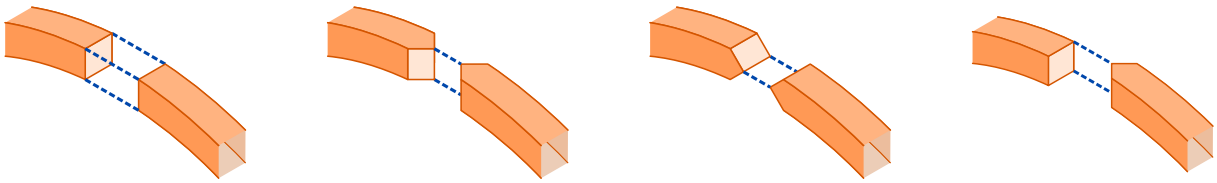
Le choix de la taille du gap est donc influencé par deux contraintes opposées : d'un côté, resserrer le gap pour faciliter le claquage et, de l'autre, l'augmenter pour essayer de générer des plasmas plus grand et faciliter l'allumage.

Remarque : L'explication sur le claquage présentée ci-dessus ne fait intervenir que des grandeurs électromagnétiques et aucun phénomène plasma. Or, les parois peuvent jouer un rôle important sur le claquage en fournissant de nouveaux électrons libres (émission secondaire, émission thermoionique, ...) et en en capturant. Par exemple, SEMNANI et al. [27] montrent que pour des gaps de l'ordre de 10 µm *ou moins, deux régimes de claquages existent : le premier, contrôlé par les parois, et le deuxième, piloté par la diffusion des électrons libres et pour lequel la tension de claquage est environ trois fois plus faible. La transition entre ces deux régimes dépend de la taille du gap et d'autres paramètres comme la pression et la fréquence. Sur la base des résultats présentés dans cet article, il semblerait toutefois que nous soyons dans le second régime. Ces phénomènes étant complexes à étudier, nous avons choisi ici de nous en tenir à notre première intuition : réduire la taille du gap devrait faciliter le claquage.*

5.2.3 Géométrie du gap

Un autre élément sur lequel il est possible de jouer pour essayer de claquer plus facilement est la géométrie du gap. Plus particulièrement, on sait que la présence de pointes, ou d'arêtes saillantes, peut conduire à une augmentation locale du champ électrique par « effet de pointe » [5] [6]. On peut donc imaginer qu'incorporer ce type de géométries dans le gap d'un SRR pourrait permettre d'atteindre des champs électriques encore plus élevés que si l'on utilise uniquement la résonance du SRR. A titre d'exemple, la Figure 5.8 montre la géométrie classique, dite « plan-plan », ainsi quelques exemples de géométries alternatives fabriquées pendant la thèse (les lignes pointillées permettent de mieux visualiser l'alignement des deux côtés du gap).

5. L'effet de pointe est engendré par une accumulation de charges dans les zones pointues.
6. C'est ce même effet qui était exploité par V. MAZIÈRES [1] lorsqu'il utilisait des monopôles sondes en tant qu'initiateurs.



(a) Plan-plan (b) Arêtes verticales (c) Arêtes horizontales (d) Plan-arête décalée

Figure 5.8 – Différentes géométries de gap
(Les pointillés servent uniquement à mieux visualiser l'alignement des deux faces)

Modifier la géométrie du gap présente cependant deux défauts majeurs. Premièrement, sans simulation numérique précise, il est difficile de savoir si la géométrie envisagée est efficace : l'effet de pointe peut être trop faible pour produire un effet notoire sur le claquage et il est même possible que la modification dégrade la résonance du SRR. Par ailleurs, ces petites arêtes peuvent être difficiles à réaliser de manière fiable, ce qui entraine des problèmes de reproductibilité. Jouer sur la géométrie du gap pour faciliter le claquage peut donc être une arme à double tranchant.

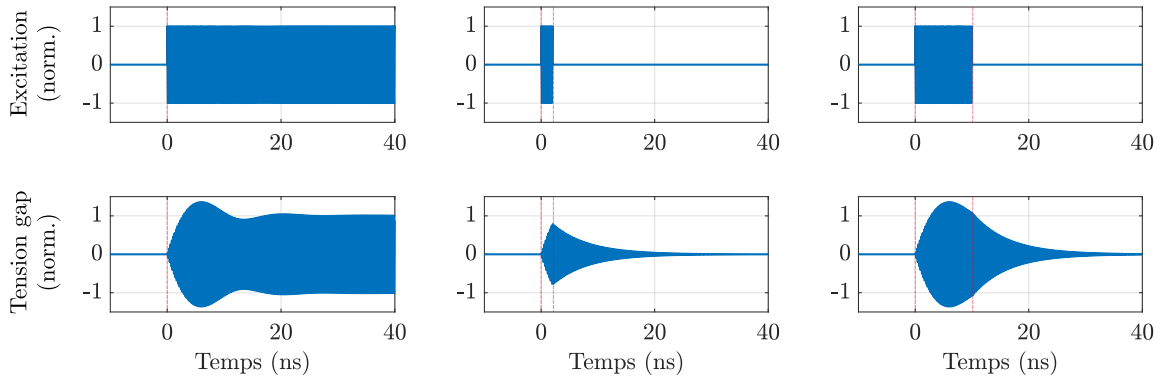
On notera aussi que la géométrie du gap peut être influencée par le procédé de fabrication utilisé. Ainsi, en fonction de la méthode de fabrication employée, les bords du gaps peuvent être saillants, ou émoussés, et des micro-aspérités peuvent être présentes sur les surfaces du gap. Il peut aussi être compliqué de maîtriser parfaitement l'aspect du gap à l'échelle microscopique, et ce, même pour des géométries simples. Si la méthode est peu répétable, des différences peuvent donc être présentes d'un SRR à l'autre (voir par exemple la Figure 5.27 à la fin du chapitre) Toutes ces petites variations, inter- ou intra-méthodes, peuvent influencer sur la capacité à claquer des SRR, excellente pour un premier et quasi-nulle pour un second, et ce pour des différences de géométries difficilement visibles à l'oeil nu. Cela peut expliquer les difficultés que nous avons eu à claquer sur certains SRR en particulier.

5.3 Dynamique et bande passante du SRR

Une autre caractéristique cruciale du SRR est sa dynamique temporelle, ou de manière équivalente, sa bande passante (domaine fréquentiel). En effet, comme tout résonateur, un SRR met un certain temps à atteindre le régime stationnaire lorsqu'on l'excite. La Figure 5.9, obtenue par résolution numérique de l'équation différentielle d'un circuit RLC, illustre cela pour un circuit dont les caractéristiques seraient identiques à l'exemple 3 du Tableau 5.1. La première colonne (Figure 5.9a) montre la réponse[7] à un signal sinusoïdal continu (CW) démarrant à $t = 0$. Dans ce cas, après une phase transitoire passant par un maximum, l'amplitude du signal finit par se stabiliser autour d'une certaine valeur, normalisée ici à 1, et ne change plus : le régime stationnaire est atteint. Dans le cas d'une excitation de 2 ns (Figure 5.9b), en revanche, le circuit n'a pas le temps d'atteindre le régime stationnaire, ni même le maximum du régime transitoire. L'amplitude maximale atteinte est de seulement 78 % de l'amplitude du régime stabilisé dans le cas CW. Cette excitation est donc trop courte. Finalement, pour une excitation de 10 ns (Figure 5.9c), le circuit a le temps d'atteindre l'amplitude maximale. L'excitation est donc suffisamment longue d'un point de vue du SRR.

7. Ici, la tension aux bornes du condensateur (cf. Figure 5.1).

Pour cet exemple théorique où les valeurs de R, L et C sont connues, il est aussi possible de tracer les amplitudes maximales atteintes pour différentes durées d'excitations, comme le montre la Figure 5.10. Ici, toute excitation de moins de 6 ns environ (ligne rouge pointillée) ne permet pas d'obtenir l'amplitude maximale. Dans cette section, c'est cette durée limite que l'on cherche à déterminer pour un SRR arbitraire. Deux méthodes sont présentées.



(a) CW (b) 2ns (c) 10ns

FIGURE 5.9 – Réponses temporelles d'un circuit RLC à des excitations de différentes durées (Résultats de calculs numériques. Amplitudes normalisées par rapport à l'amplitude atteinte en régime stabilisé pour le cas CW)

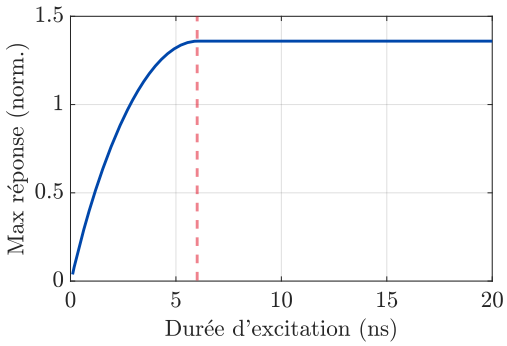


FIGURE 5.10 – Amplitude maximale en fonction de la durée d'excitation (Calcul numérique)

Remarque : Contrairement aux autres caractéristiques du SRR vues précédemment (fréquence de résonance, taille du gap, ...), la dynamique du SRR est subie. Il faut donc chercher à la caractériser pour s'assurer que l'on exploite correctement les SRR.

5.3.1 Première estimation : calcul analytique

Un premier moyen pour estimer la « rapidité » de la réponse d'un SRR est de calculer sa *constante de temps* (ou *temps de réponse*) τ. Pour ce faire, il est possible d'utiliser la formule

théorique classique pour les résonateurs RLC :

$$\tau = \frac{Q}{\pi f_{res}} = \frac{1}{\pi f_{res}} \cdot \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}, \tag{5.8}$$

avec Q le facteur de qualité du SRR et f_{res} sa fréquence de résonance. Connaître la constante de temps τ d'un SRR nécessite donc de connaître ses pertes, son inductance L et sa capacité C. Le calcul de l'inductance et de la capacité du SRR ayant déjà été présenté précédemment, nous ne reviendrons pas dessus ici. Pour ce qui est des pertes, dans un SRR celles-ci peuvent être modélisées sous la forme d'une résistance $R = R_{ohm} + Z_{rad}$, le terme R_{ohm} représentant les pertes par effet Joule et Z_{rad} les pertes par rayonnement [34]. La résistance ohmique est alors donnée par :

$$R_{ohm} = \rho\frac{l}{S} \tag{5.9}$$

$$R_{ohm} = \rho\frac{2\pi R_{moy} - g}{2\delta(h+w) - 4\delta^2}, \tag{5.10}$$

avec ρ la résistivité, l la circonférence du SRR, S la section efficace dans laquelle passe le courant induit et $\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0 \cdot 2\pi f}}$ l'épaisseur de peau.

En ce qui concerne la résistance équivalente correspondant aux pertes par rayonnement, celle-ci est donnée par [34] :

$$Z_{rad} = 320\pi^4 \left(\frac{S_{SRR}}{\lambda^2}\right)^2 = \frac{320\pi^6 R_{moy}^4 f^4}{c^4} \tag{5.11}$$

avec S_{srr} la surface inscrite du SRR, λ la longueur d'onde et f la fréquence d'excitation, que l'on prendra ici égale à la fréquence de résonance f_{res} du SRR. En reprenant les trois SRR donnés en exemple un peu plus tôt, nous obtenons les estimations suivantes :

	Exemple 1	Exemple 2	Exemple 3
Fréquence de résonance théorique (GHz)	3,56	5,2	4
Taille de gap visée (mm)	1	1	0,2
Diamètre moyen (mm)	15	9,2	9,2
Résistance ohmique (Ω)	0,18	0,13	0,12
Impédance rayonnement (Ω)	19,4	12,6	4,4
Impédance totale (Ω)	19,6	12,7	4,52
Facteur de qualité Q	31	36	79
Constante de temps τ (ns)	2,8	2,2	6,2

Table 5.2 – Exemple de caractéristiques théoriques

D'après ces calculs analytiques, les constantes de temps des SRR semblent donc être de l'ordre de quelques nanosecondes. Ces résultats sont encourageants puisqu'ils signifient que les SRR peuvent être utilisés avec des pics de RT de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. D'un point de vue du SRR, il n'est donc pas nécessaire d'utiliser des impulsions de longue durée (par exemple 200 ns), pour lesquelles l'amplitude du pic de RT et la focalisation seraient fortement dégradés (voir Chapitre précédent).

Une vérification expérimentale de ces valeurs serait toutefois la bienvenue, puisque, comme nous avons pu le constater précédemment, les formules analytiques permettant de déterminer les caractéristiques d'un SRR ne sont pas toujours très précises (cf. calcul de la fréquence de résonance à la section 5.2.1). Par ailleurs, la détermination expérimentale de R, L et C semblant compliquée, une méthode ne faisant pas intervenir leur mesure doit être trouvée.

Remarque : De manière intéressante, on constate que les pertes sont majoritairement dues au re-rayonnement de l'énergie emmagasinée dans le SRR, et non à la dissipation des courants induits, comme on pourrait le croire (seulement 1 % *à* 3 % *des pertes). Le choix du matériau utilisé pour fabriquer le SRR importe donc peu.*

5.3.2 Deuxième estimation : correspondance entre la dynamique du SRR et la durée d'impulsion

Une première idée pour déterminer le temps de réponse d'un SRR de manière expérimentale serait de mesurer l'évolution du champ électrique dans son gap sous l'effet d'excitations de différentes durées (comme on l'a fait de manière numérique un peu plus tôt, cf. Figure 5.9). En pratique, cela s'avère compliqué, puisque ce type de mesure nécessiterait une sonde permettant de mesurer le champ électrique dans le gap, et donc de très petite taille (< 1 mm), qui ne perturbe pas le champ [8] et disposant d'une réponse temporelle plus rapide que le SRR.

Pour contourner ce problème, nous proposons, encore une fois, d'utiliser une méthode dans le domaine fréquentiel. Cette méthode, très empirique, consiste à mesurer la réponse fréquentielle du SRR (nous expliquerons plus loin comment le faire), à lui superposer les spectres d'impulsions de différentes durées, puis à identifier quelle impulsion correspond le plus à la réponse fréquentielle du SRR. La Figure 5.11 illustre cette méthode à partir de la réponse fréquentielle d'un SRR résonant à 4 GHz (gap de 200 µm) et cinq durées d'impulsions différentes : 1 ns, 5 ns, 10 ns, 20 ns et 100 ns.

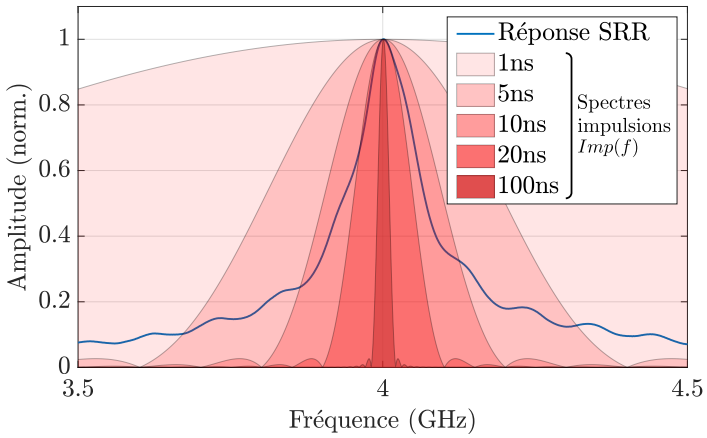


FIGURE 5.11 – Comparaison entre la réponse fréquentielle d'un SRR et différentes durées d'impulsions

8. La sonde *enprobe* est exclue du fait de sa trop grande taille : environ 5 mm × 5 mm.

Attention : Sur cette figure, les amplitudes des impulsions ont été normalisées dans le domaine fréquentiel. En valeurs absolues, les impulsions plus courtes ont des modules plus faibles. Autrement dit, la densité spectrale de puissance est plus faible lorsque la durée de l'impulsions diminue. La comparaison doit donc se faire entre chaque impulsion et la réponse du SRR, et non entre les différentes impulsions.

Dans cet exemple, on constate que, spectralement parlant, la réponse du SRR ressemble le plus à l'impulsion de 20 ns. Le temps de montée de ce type d'impulsion étant d'environ la moitié de cela (soit un peu moins de 10 ns), on peut dire que la constante de temps τ du SRR est elle aussi d'environ 10 ns. Ce résultat est cohérent avec les calculs réalisés précédemment qui donnaient une constante de temps d'environ 6 ns pour ce type de SRR.

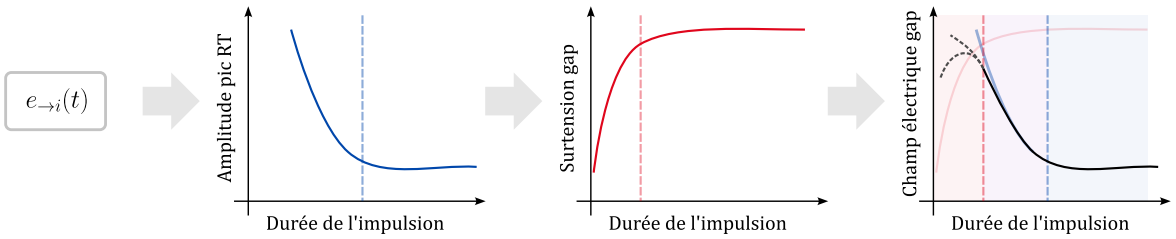
Cette méthode, certes peu rigoureuse d'un point de vue mathématique, semble en fait plus utile et directe pour notre application que la détermination de la constante de temps τ du SRR. En effet, ce n'est pas tant la constante de temps en elle-même qui nous intéresse, mais plutôt la capacité du SRR à exploiter des impulsions de différentes durées. Ainsi, on constate que pour des impulsions de 100 ns ou plus, toute l'énergie est concentrée autour de la résonance du SRR et est donc bien exploitée par le SRR [9]. En revanche, un léger décalage de la fréquence de porteuse de l'impulsion vis-à-vis de la fréquence de résonance du SRR, peut conduire à une chute drastique de l'effet d'intensification du champ par le SRR. Par exemple, un décalage de 70 MHz, soit environ 2 %, peut conduire à une réponse réduite de moitié. En ce qui concerne les impulsions très courtes, par exemple 5 ns et 1 ns, on constate qu'une partie importante de l'énergie contenue dans l'impulsion est située en dehors de la résonance du SRR. Elle ne servira donc pas à alimenter la résonance et est tout simplement « gaspillée ». Point positif, ces impulsions très courtes semblent beaucoup plus robustes à un léger décalage en fréquence, puisque l'énergie est étalée sur une plus grande bande de fréquences. Entre ces deux cas extrêmes, se trouvent les impulsions de 20 ns et 10 ns pour lesquelles l'énergie est concentrée autour de la résonance, mais qui sont aussi suffisamment large bande pour rendre un léger décalage en fréquence acceptable. Des durées d'impulsions de 20 ns et 10 ns semblent donc idéales dans cet exemple.

Remarques :

- *Notre objectif étant de focaliser par RT sur un SRR, nous avons utilisé le même type d'impulsions pour réaliser l'estimation présentée ici, que les impulsions utilisées pour le RT. Pour des raisons historiques, il s'agit ici d'impulsions dont l'enveloppe temporelle est une fenêtre de Hann. Si l'on avait réellement souhaité déterminer la constante de temps τ du SRR, il aurait été plus juste de superposer une lorentzienne à la réponse fréquentielle du SRR. En effet, la lorentzienne est la transformée de Fourier d'une exponentielle décroissante, cette dernière étant la réponse impulsionnelle d'un résonateur classique.*
- *Nous en sommes restés à une explication très « intuitive » de l'effet du recouvrement entre le spectre de l'impulsion et la réponse du SRR. A l'avenir, il pourrait être intéressant de développer une explication plus rigoureuse et mathématique.*

9. Le tracé des impulsions sur la Figure 5.11 s'arrête à 100 ns, mais il suffit de remarquer qu'une impulsion de plus longue durée serait moins large dans le domaine spectral.

Nous venons de décrire l'intensité du champ électrique dans le gap comme la résultante d'une bonne adéquation entre le spectre de impulsion utilisée et la réponse fréquentielle du SRR. Cependant, il ne faut pas oublier que le champ incident utilisé pour exciter le SRR, est lui même généré par un autre processus pour lequel la durée de l'impulsion est cruciale : le retournement temporel. L'interaction entre ces deux phénomènes est illustrée de manière schématique sur la Figure 5.12.



(a) Emission signal RT (b) Retournement temporel (c) Intensification SRR (d) Champ électrique final

FIGURE 5.12 – Effets combinés du RT et de l'intensification du champ par le SRR sur le champ électrique final dans le gap

Le processus de transformation du signal émis $e_{\to i}(t)$ en champ électrique dans le gap du SRR, commence par l'émission de ce signal (Figure 5.12a). Après retournement temporel, on obtient un pic de RT d'amplitude variable en fonction de la durée de l'impulsion (Figure 5.12b), comme nous l'avons vu au Chapitre 4.2.1. Pour les longues durées, ce « pic » est d'amplitude faible et relativement constante (à droite de la ligne bleue pointillée). A l'opposé, pour les courtes durées, on obtient un pic de RT dont l'amplitude est d'autant plus élevée que l'impulsion initiale est courte. Ce champ généré par le RT au point de focalisation est ensuite intensifié par le SRR (Figure 5.12c). L'intensification est relativement constante et élevée pour les durées d'excitation élevées (à droite de la ligne rouge pointillée), mais décroît fortement dès lors que l'on descend en dessous du temps de réponse du SRR. Pour finir, le champ électrique engendré dans le gap est la résultante de ces deux effets (Figure 5.12d). Pour de longues durées (zone bleue, à droite), il est faible, car la bonne intensification du champ par le SRR n'est pas suffisante pour compenser la faible amplitude du pic de RT. Lorsque la durée diminue, on atteint une zone (en violet) où l'amplitude du pic de RT augmente et l'intensification par le SRR est encore bonne : l'amplitude du champ électrique augmente donc lorsque la durée diminue. Pour finir, lorsque la durée devient trop courte, l'intensification par le SRR s'effondre (zone rouge) alors que l'amplitude du pic de RT continue à augmenter. En fonction de leurs évolution relative, le champ électrique dans le gap peut : lui aussi diminuer, augmenter moins rapidement ou éventuellement stagner (non représenté sur la figure). Réduire toujours plus la durée du pic de RT pour augmenter son amplitude et améliorer la focalisation spatiale pourrait donc, dans certains cas, conduire à une réduction du champ électrique dans le gap.

Remarque : On se souviendra aussi que les impulsions de plus courtes durées permettent aussi de mieux focaliser spatialement (cf. Chapitre 4).

5.4 Pour aller plus loin : vers une optimisation du dimensionnement du SRR au travers d'une approche globale/système ?

Au travers des sections précédentes, nous avons abordé quelques caractéristiques des SRR et certains paramètres de dimensionnement [10]. Sur la base de ces éléments (et de notre intuition), nous avons ensuite fabriqué des SRR. Cependant, on pourrait imaginer adopter une approche « système », plus complète et analytique, partant des paramètres du signal émis et allant jusqu'au champ électrique dans le gap, et intégrant davantage de détails à chaque étape. La Figure 5.13 donne une première idée de comment ce système pourrait être modélisé sous la forme d'un ensemble de fonction de transfert/blocs. L'intensité du champ dans le gap $|\vec{E}_{gap}|$ serait alors liée à l'amplitude du signal émis $|E_{\rightarrow i}|$ via une fonction de transfert globale :

$$|\vec{E}_{gap}| = H_{globale} \cdot |E_{\rightarrow i}| \tag{5.12}$$

$$|\vec{E}_{gap}| = H_{tr} \cdot H_{fem} \cdot H_{res} \cdot |E_{\rightarrow i}| \tag{5.13}$$

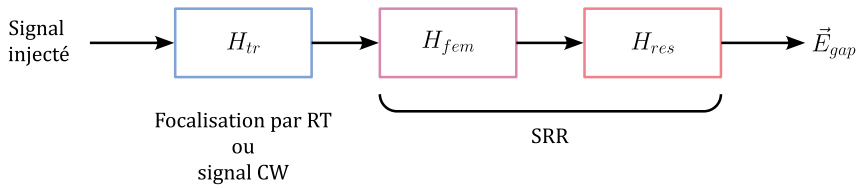


Figure 5.13 – Proposition de modélisation système allant du signal émis au champ dans le gap

Nous proposons d'en résumer les éléments clés ci-dessous.

Le premier bloc, H_{tr}, concerne la transmission du signal et de la puissance de l'antenne d'émission jusqu'au SRR. Celle-ci peut se faire par retournement temporel ou à l'aide d'un signal sinusoïdal continu (CW). Dans le cas du retournement temporel, les caractéristiques clés sont la durée du pic de RT et la fréquence de la porteuse [11]. On notera qu'après RT, le champ magnétique dans la tache focale est proportionnel à $1/f^{3/2}$ [12]. C'est cela qui nous a conduit à diminuer la taille des SRR après les premiers échecs à claquer par retournement temporel (voir Chapitre 6.5.3).

Le deuxième bloc, H_{fem}, concerne la conversion du champ magnétique incident en force électromotrice dans le SRR par la loi de Lenz-Faraday. La dépendance à la fréquence est multiple ici : à la fois via la fréquence d'oscillation du champ B, mais aussi via la taille du SRR.

Pour finir, le troisième bloc, H_{res}, concerne la transformation de la force électromotrice en champ électrique dans le gap du SRR. On y voit apparaître les éléments déjà mentionnés dans ce chapitre, tels que la fréquence de résonance du SRR, sa dynamique temporelle, l'effet de l'écartement du gap [13], ...

10. Certains éléments ont été simplifiés et d'autres complètement ignorés.
11. Idéalement choisie comme égale à la fréquence de résonance du SRR.
12. Le diamètre de la tache focale est proportionnel à $\lambda/2$. La densité de puissance à l'intérieur est alors proportionnelle à λ^3 et, par extension, à $1/f^3$. La puissance étant proportionnelle au carré du champ, l'évolution du champ est donc en $1/f^{3/2}$.
13. Pour lequel il est possible de prendre une expression moins simplifiée que $E_{gap} = U_{gap}/g$.

Une fois tous ces éléments combinés, une optimisation des caractéristiques du SRR (fréquence de résonance, diamètre, taille du gap, ...) dans le but de maximiser le champ dans le gap, et donc les chances de claquer, devrait potentiellement être possible. Cette ébauche d'approche fait cependant intervenir de nombreux phénomènes, parfois complexes, et des grandeurs présentant des incertitudes (capacité, ...). Cela explique pourquoi nous lui avons préféré une approche plus expérimentale, consistant à fabriquer des SRR avec des règles de dimensionnement simples, caractériser ces SRR, puis essayer de claquer dessus.

5.5 Détermination expérimentale de la résonance des SRR : premières méthodes

A ce stade, il semble clair qu'il est nécessaire de disposer d'une méthode permettant de mesurer la réponse fréquentielle d'un SRR, à la fois pour déterminer sa fréquence de résonance (du fait de l'imprécision des formules analytiques dans certains cas, cf. 5.2.1) et pour estimer la durée d'impulsion à utiliser pour le RT (cf. 5.3.2). Nous proposons ici deux méthodes qui permettent de répondre à ce besoin. Une troisième méthode, développée plus tard dans la thèse et retenue pour la fin, sera présentée un peu plus loin (voir 5.9), une fois que nous aurons vu les problèmes qu'elle permet de résoudre [14].

Les trois méthodes utilisées reposent sur le même principe : mesurer l'effet d'un SRR sur un système donné, plutôt que mesurer directement la résonance du SRR. Il s'agit donc de méthodes indirectes [15]. Pour cela, les paramètres-S du système sont mesurés dans deux configurations différentes : avec et sans SRR (par exemple, lors d'une mesure via le coefficient de transmission entre deux antennes, cf. méthode 1 présentée après) ou pour deux positions différentes du SRR (par exemple lors d'une mesure en cavité, cf. méthode 2 présentée après). La réponse du SRR (H_{SRR}) est ensuite prise comme étant la différence (en valeur complexes) entre les deux mesures :

$$H_{SRR} = \Delta S_{ij} = S_{ij,1} - S_{ij,0}, \tag{5.14}$$

avec $S_{ij,0}$ la mesure dans la configuration de référence et $S_{ij,1}$ la deuxième mesure. Ce calcul peut être fait avec les paramètres-S en réflexion ($i = j$) ou avec les paramètres-S en transmission ($i \neq j$), en fonction de la méthode exacte choisie. Une fois H_{SRR} calculée, la fréquence de résonance f_{res} du SRR est prise comme étant la fréquence pour laquelle $|H_{SRR}(f)|$ est maximale. Notons qu'une fois la réponse fréquentielle connue, le facteur de qualité du SRR peut aussi éventuellement être calculé à l'aide de l'équation (2.12) : $Q = \frac{f_{res}}{\Delta f}$, avec Δf la bande passante à mi-hauteur.

Remarque : Soustraire la mesure réalisée dans la première configuration permet de supprimer les variations de paramètres-S dues au système de mesure (antenne, câbles coaxiaux, connecteurs RF, ...) et à l'environnement extérieur (réflexions parasites, ...). Il est donc impératif d'effectuer

14. Même si elles ont été abandonnées, nous avons choisi de présenter les anciennes méthodes pour montrer notre cheminement, expliquer leurs défauts et dans l'espoir qu'elle puissent servir à d'autres. La troisième méthode est plus spécifique à nos problématiques et semble moins applicable dans d'autres cas.

15. Pour une méthode de mesure directe, mais nécessitant d'attacher une ligne de transmission ou un câble coaxial au SRR, on pourra par exemple se référer aux travaux de Iza et Hopwood [35][42]

le moins de changements possibles entre les deux configurations. Ainsi, les éventuels supports à SRR doivent déjà être présents pour la première mesure (fils de silice, polystyrène ou katpon).

5.5.1 Méthode 1 : Caractérisation en transmission

La première méthode, reprise de la thèse de B. Fragge [2], consiste à déterminer la réponse du SRR à partir du changement de coefficient de transmission (S_{21}) entre deux antennes. Le calcul se fait donc avec l'équation (5.14) légèrement adaptée :

$$H_{SRR} = \Delta S_{12} = S_{12,SRR} - S_{12,\emptyset}, \tag{5.15}$$

l'indice SRR indiquant la présence du SRR et $\emptyset$ son absence.

Ici, deux antennes cornets fonctionnant sur la bande de fréquence $2 - 3\,\text{GHz}$ et placées en face à face à l'intérieur d'une chambre anéchoïque sont utilisées [16]. Ces antennes sont ensuite reliées à un VNA afin de mesurer le coefficient de transmission (S_{21}) entre elles (Figure 5.14). Deux fils de silice tendus entre les parois de la chambre anéchoïque et peu visibles par les micro-ondes, permettent de suspendre le SRR. Alternativement, le SRR peut aussi être posé sur un petit bloc de polystyrène (matériau transparent aux micro-ondes) [17]. Les SRR étant polarisés, ils doivent être orientés correctement pour la mesure. Dans notre cas, les deux antennes présentent une polarisation du champ électrique verticale : le champ magnétique est donc polarisé horizontalement et transversalement au sens de propagation de l'onde. Afin de maximiser l'interaction entre le SRR et l'onde, le SRR est donc placé à la verticale et de manière à ce que les antennes le voient par la tranche, comme l'illustre la Figure 5.14. La Figure 5.15 montre quant à elle une photo du montage.

La Figure 5.16 donne un exemple de mesures et de réponse obtenues avec cette méthode. Dans cette exemple, la fréquence de résonance du SRR est d'environ 2,85 GHz.

Comme on peut le voir, cette méthode à l'avantage de donner des résultats peu bruités et faciles à exploiter. En revanche, elle nécessite de disposer d'antennes cornets adaptées à la fréquence de résonance du SRR. Si l'on veut changer de fréquence, il faudra se munir de nouvelles antennes.

Explication physique

Pour le lecteur curieux, on notera que la diminution du coefficient de transmission lorsqu'on interpose un SRR entre les deux antennes cornets est due à plusieurs phénomènes. Une première partie de l'onde incidente est directement réfléchie par le SRR à la fois dans la direction d'arrivée, mais aussi dans d'autres directions. Une deuxième partie de l'onde est « absorbée » par le SRR, puis : (a) utilisée pour « charger » le SRR (terme uniquement pris en compte avant l'atteinte du régime stationnaire), (b) dissipée sous forme de chaleur par effet Joule et (c) re-rayonnée dans différentes directions (potentiellement avec un déphasage par rapport à l'onde incidente, ce

16. L'utilisation de cornets, un type d'antennes directives, plutôt que de monopôles ou dipôles, omnidirectionnels, permet d'augmenter la sensibilité aux objets placés entre les antennes et diminue les interférences provenant d'autres directions.

17. L'utilisation du bloc de polystyrène permet de s'assurer que la taille du gap reste constante. En effet, si le SRR est suspendu entre deux fils, et si ceux-ci sont trop tendus et espacés, le SRR peut être légèrement écarté. Cela peut conduire à une fréquence de résonance mesurée légèrement trop élevée (plus la taille du gap augmente, plus la fréquence de résonance est élevée, cf. 5.2.1). En revanche, il faut veiller à ce que le polystyrène ne touche pas trop les parois du SRR, ce qui pourrait changer sa capacité surfacique, et à ce qu'il n'y ait pas de polystyrène dans le gap, ce qui changerait la permittivité relative du milieu dans le gap et, par conséquent, la capacité du gap.

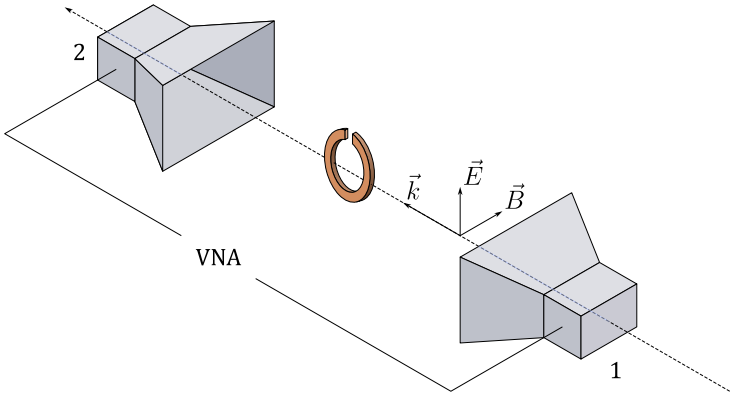


FIGURE 5.14 – Schéma de principe du montage (Méthode 1)

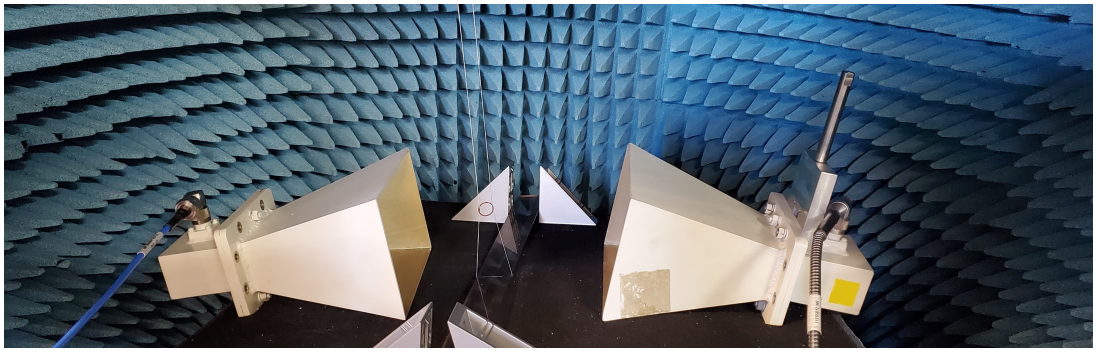
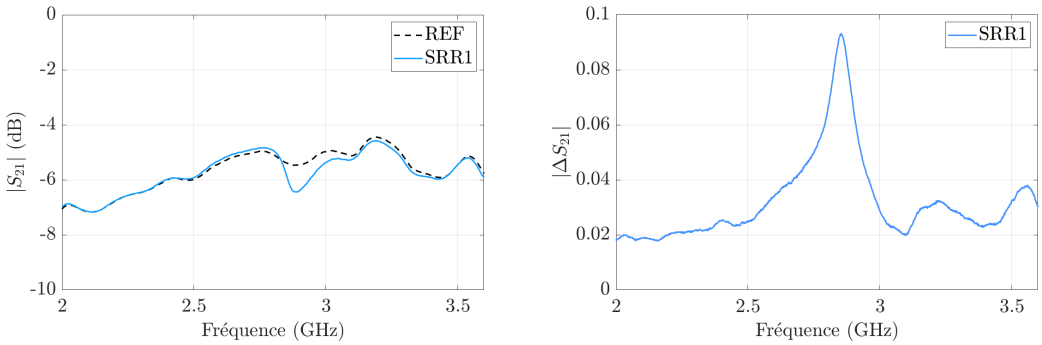


FIGURE 5.15 – Photo du montage (Méthode 1)



(a) Mesures brutes (b) Après différence

FIGURE 5.16 – Exemple de mesure de fréquence de résonance avec la méthode 1

qui peut créer des interférences destructives). La dernière partie de l'onde est tout simplement transmise entre les deux antennes cornets.

5.5.2 Méthode 2 : Caractérisation en cavité réverbérante

La fréquence de résonance d'un SRR peut aussi être mesurée à l'aide d'une cavité réverbérante. Pour obtenir une différence entre les deux mesures nécessaires au calcul, deux choix sont possibles : (1) mesurer la réponse de la cavité avec SRR et sans SRR ou (2) réaliser les deux mesures en présence du SRR, mais en le déplaçant légèrement entre les deux mesures. De même, il est aussi possible de choisir quel paramètre-S est utilisé pour le calcul : le coefficient de réflexion au niveau d'un des ports (S_{ii}) ou le coefficient de transmission entre deux ports (S_{ij}). Dans les deux cas, le choix se fait à partir de considérations d'ordre pratique, notamment liées à la sensibilité des antennes et aux risques d'introduire des changements parasites dans le système. Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser la réflexion au niveau de l'antenne de puissance, car cette antenne présente un bon couplage avec la cavité et est donc sensible aux changements ayant lieu à l'intérieur. Nous avons aussi choisi de suspendre le SRR dans la cavité à l'aide d'un fil, puis de le faire bouger afin de ne pas avoir à ouvrir la cavité entre les deux mesures. Nous utilisions donc l'équation (5.14) légèrement adaptée :

$$H_{SRR} = \Delta S_{PP} = S_{PP,\text{position 2}} - S_{PP,\text{position 1}} \tag{5.16}$$

La Figure 5.17 donne un exemple de résultat obtenu avec cette méthode pour deux positions espacées de 2 cm. Comme on peut le constater, le résultat est très « bruité » (courbe $|\Delta S_{PP}|$). A ce résultat de calcul brut, nous avons ajouté une estimation de la réponse du SRR (courbe orange) : cette estimation a été tracée manuellement et dépend donc de l'interprétation des résultats par l'expérimentateur. Il reste tout de même possible d'estimer la fréquence de résonance du SRR : ici 3,91 GHz environ.

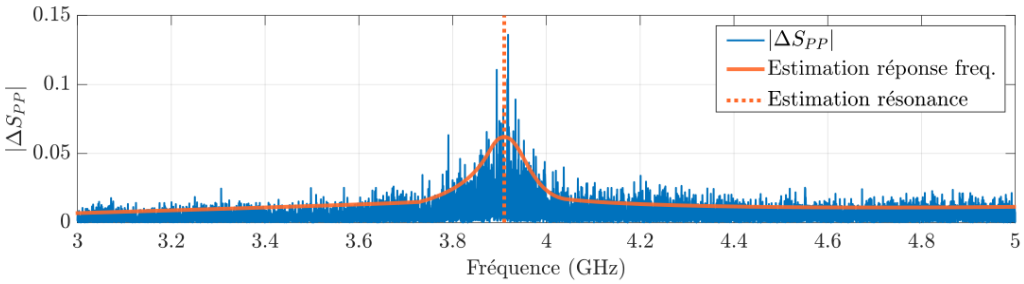


Figure 5.17 – Différence de S_{PP} mesurés pour deux positions du SRR espacées de 2 cm

Cet aspect bruité de la mesure est dû au fait que la réponse du SRR ne peut être mesurée qu'aux fréquences où des modes existent dans la cavité. En effet, en absence de mode, le signal ne rentre tout simplement pas dans la cavité et aucune information utile n'est acquise. Par ailleurs, si le SRR se trouve sur un zéro d'un mode, il n'est pas vu par le mode et la différence $|\Delta S_{11}|$ est nulle à cette fréquence. On peut donc dire, qu'avec cette méthode, la réponse du SRR est « échantillonnée » par la cavité. Cet aspect bruité de la mesure est d'autant plus important que le SRR ne fait pas qu'atténuer l'amplitude des modes se situant près de sa résonance : il modifie aussi un peu la structure modale du champ dans la cavité. Le calcul ne correspond donc pas uniquement à une soustraction mode à mode, mais parfois aussi à une soustraction entre des modes de fréquences légèrement différentes, comme le montre la Figure 5.18.

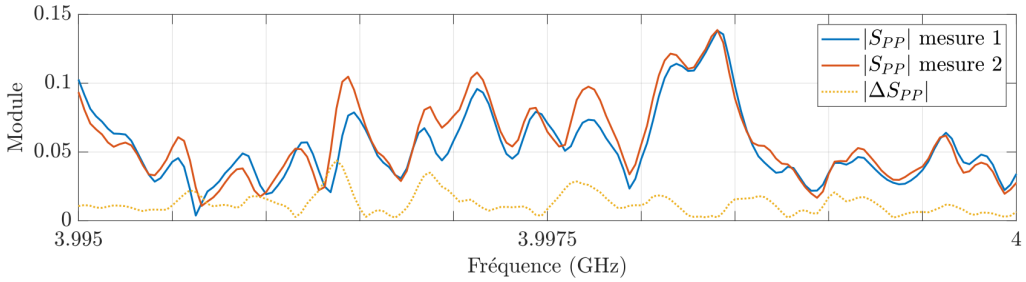


FIGURE 5.18 – Mesures brutes de S_{PP} et différence

Malgré le désavantage majeur que présente une mesure aussi bruitée, cette méthode à l'avantage de pouvoir fonctionner sur une plus grande gamme de fréquences que la méthode précédente, puisque nous ne sommes moins limités par les antennes. De plus, il n'est pas nécessaire de faire attention au positionnement et à l'orientation du SRR, car la cavité contient de nombreux modes polarisés dans des directions différentes.

Maintenant que nous savons à peu près déterminer la résonance d'un SRR, il est temps de s'intéresser à la manière dont il est possible de focaliser dessus par retournement temporel.

5.6 Boucles magnétiques

Les SRR sont principalement sensibles au champ magnétique. Il est donc nécessaire de posséder des sondes elles aussi sensibles au champ magnétique. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser des *boucles magnétiques* (Figure 5.20). Celles-ci sont constituées d'une boucle de relativement petite taille devant la longueur d'onde (diamètre $\phi \approx 2\,\text{cm}$ contre $\lambda = 12{,}5\,\text{cm}$ à $2{,}4\,\text{GHz}$ et $\lambda = 7{,}5\,\text{cm}$ à $4\,\text{GHz}$), soudée à l'extrémité d'un câble coaxial semi-rigide. Cette petite taille permet de décaler leur fréquence de résonance au-delà des fréquences d'intérêt et ainsi de présenter une réponse relativement plate entre $2\,\text{GHz}$ et $5\,\text{GHz}$ (Figure 5.19). Cela évite aussi qu'elles se couplent trop à la cavité, l'objectif étant, encore une fois, de mesurer le champ et non de puiser de l'énergie. Enfin, la longueur et la forme des câbles coaxiaux sur lesquels les boucles sont soudées sont dimensionnés de manière à positionner les boucles magnétiques aux endroits souhaités dans la cavité : ils mesurent entre $30\,\text{cm}$ et $90\,\text{cm}$ et certains sont droits alors que d'autres présentent plusieurs coudes (Figure 5.20b).

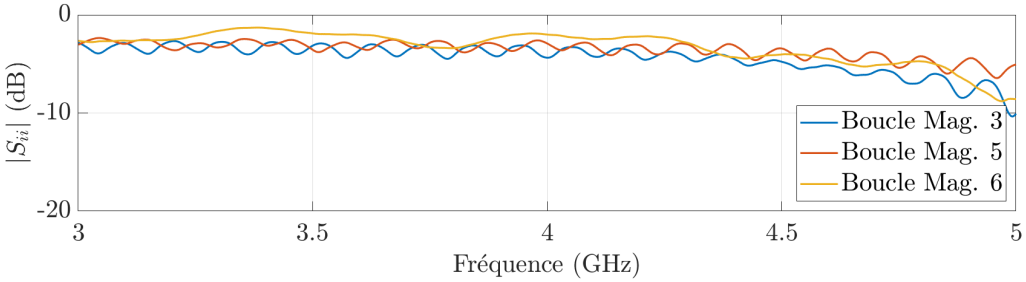
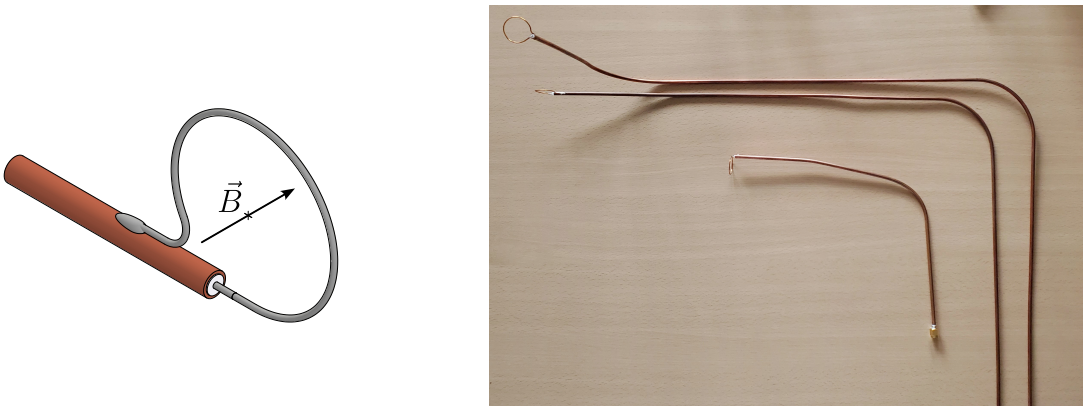


FIGURE 5.19 – Coefficient de réflexion des boucles magnétiques 3, 5 et 6 seules

Remarque : Les vaguelettes présentes sur les coefficients de réflexion des boucles magnétiques (Figure 5.19) sont probablement dues à une résonance à l'intérieur des câbles coaxiaux sur

lesquels sont soudées les boucles magnétiques. Les câbles coaxiaux plus longs (boucles mag. 3 et 5) présentent une résonance à plus basse fréquence, d'où des vaguelettes (=harmoniques) plus rapprochées.



(a) Polarisation (b) Exemple de boucles magnétiques fabriquées

Figure 5.20 – Boucles magnétiques

5.7 Problématiques liées au positionnement relatif du SRR et de la boucle magnétique

5.7.1 Positionnement du SRR dans la tache focale

Après retournement temporel, la tache focale est centrée sur la boucle magnétique ayant servi à faire l'apprentissage et son diamètre théorique est de $\lambda/2$ (à mi-hauteur). A première vue, il suffirait donc de placer l'initiateur à moins de $\lambda/4$ de la boucle magnétique pour qu'il soit à l'intérieur de la tache focale et reçoive un champ important. Cependant, comme nous avons pu le voir au Chapitre 4 (voir Figure 4.14, par exemple), le champ n'est pas uniforme à l'intérieur de la tache focale et décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne du centre. On peut donc distinguer différentes zones autour de l'antenne d'apprentissage (voir Figure 5.21). Au plus proche de celle-ci (zone verte), le champ est maximal lors du retournement temporel : il s'agit donc d'une position correcte pour placer le SRR. Un peu plus loin du centre, le champ a déjà diminué de manière significative (zone jaune). Ainsi, à $\lambda/4$ du centre, soit techniquement toujours dans la tache focale, le champ est déjà divisé par deux. Suivant la marge dont on dispose, cela peut encore être potentiellement acceptable. En s'écartant encore, on atteint une zone où le champ peut être plus faible qu'au niveau des maxima des lobes secondaires, voire presque nul (zone rouge sur la Figure 5.21). Pour finir, on se retrouve en dehors de la tache focale (zone grise) : le champ à une position donnée dépend alors des lobes spatiaux secondaires à cet endroit.

Dans nos expériences de retournement temporel, il faudrait donc idéalement que les SRR se situent à moins de $\lambda/4 = 2{,}7\,\text{cm}$ lors des essais à $2{,}8\,\text{GHz}$ et à moins de $\lambda/4 = 1{,}9\,\text{cm}$ lors des essais à $4\,\text{GHz}$ (en supposant qu'un champ divisé par deux est à la limite de ce qui est acceptable).

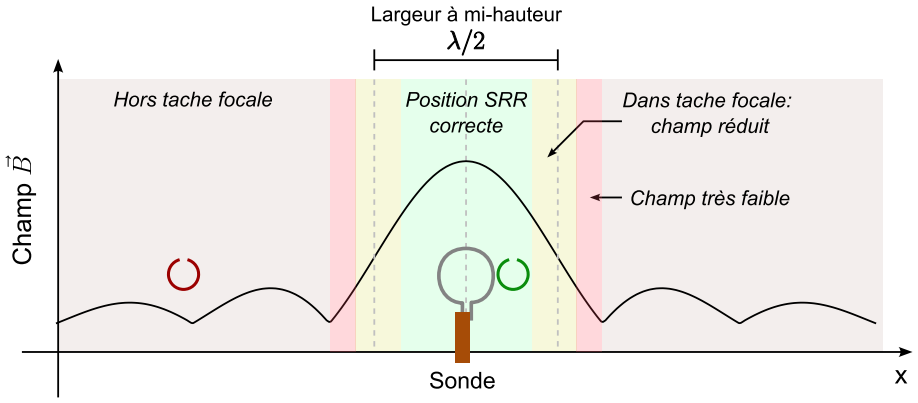


FIGURE 5.21 – Positionnement du SRR vis-à-vis de la tache focale

5.7.2 Phénomène de couplage

Placer le SRR au plus près de la boucle magnétique permet donc de s'assurer que le SRR soit proche du maximum du champ. Cependant, ce rapprochement introduit un nouvel effet : le SRR se couple avec la boucle magnétique, ce qui modifie sa fréquence de résonance. Le niveau de couplage dépend à la fois de la distance qui les sépare, de leurs polarisations relatives et de la position du gap vis-à-vis de la boucle magnétique [18]. Suivant les conditions, la fréquence de résonance peut augmenter, tout comme elle peut diminuer. Il n'est donc pas possible de relier la fréquence de résonance du SRR avec couplage $f_{res_{coup}}$, à sa fréquence de résonance sans couplage f_{res} mesurée à l'aide de l'une des deux méthodes présentées précédemment. Plusieurs choix s'offrent alors à nous :

(1) placer le SRR suffisamment près de la boucle pour qu'il se trouve dans la tache focale, mais suffisamment loin pour ne pas trop se coupler ;

(2) accepter le couplage du SRR avec la boucle magnétique et le placer le plus près possible de celle-ci, voire même à l'intérieur (si la taille du SRR le permet). On dit alors que le SRR et la boucle magnétique sont *colocalisés*. Cette solution nécessite cependant de trouver une autre méthode pour mesurer la fréquence de résonance en présence de couplage.

Ces deux solutions sont présentées plus en détails dans les sections suivantes.

5.8 Solution faible couplage

Pour les premières expériences de claquage, nous avons opté pour la première solution, c'est à dire rapprocher le SRR de la boucle magnétique, mais pas trop, pour éviter les phénomènes de couplage. Ce choix était dû à deux facteurs. Premièrement, à cette époque nous ne disposions pas encore de méthode pour mesurer la fréquence de résonance avec couplage et, deuxièmement, la fréquence utilisée lors des ces premiers essais, 2,8 GHz, nécessitait des SRR de tailles similaires aux boucles magnétiques, ce qui rendait leur colocalisation compliquée [19].

18. Cela est bien illustré par les études de GAY-BALMAZ et al. [E44] et HESMER et al. [E45] sur le couplage entre deux SRR.

19. Agrandir les boucles magnétiques pour faciliter la colocalisation n'était pas souhaitable ici. En effet, cela diminue la fréquence de résonance des boucles et la rapproche de celle des SRR. Cela augmente aussi la quantité d'énergie qu'elles puisent dans la cavité.

Pour réaliser cette solution faible couplage, les SRR ont simplement été suspendus à l'aide de fils de silice à leurs boucles magnétiques respectives [20]. Du fait de leurs tailles respectives, et des difficultés à faire le montage, les distances centre-à-centre entre les SRR et les boucles magnétiques étaient d'environ 25 mm (voir Figure 5.22), soit une distance de $\lambda/4{,}3$. Cela ne semble pas optimal au vu des considérations expliquées un peu plus tôt (voir section 5.7.1). Il s'agit aussi d'une des pistes permettant d'expliquer pourquoi nous n'avons pas réussi à claquer à 2,8 GHz (voir Chapitre 6).

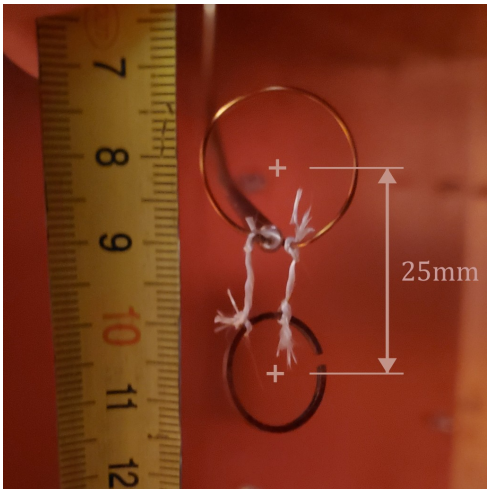


Figure 5.22 – SRR sous la boucle magnétique - Couplage réduit

5.9 Sonde à couplage fort et méthode 3 de mesure de la résonance

Suite aux échecs des essais de claquage par RT à 2,8 GHz, nous avons décidé d'augmenter la fréquence de travail à 4 GHz afin de mieux exploiter l'amplificateur de puissance et augmenter la densité de puissance dans la tache focale. La taille des SRR étant plus petite à cette fréquence, il est désormais possible de placer le SRR au centre de la boucle magnétique : le SRR est alors colocalisé avec la boucle magnétique. Du fait du couplage, on ne devrait alors plus parler de sonde boucle magnétique et de SRR séparément, mais d'une seule « sonde à champ magnétique ».

D'un point de vue réalisation, pour maintenir le SRR en position, celui-ci est tout simplement collé sur un morceau de kapton tendu sur la boucle magnétique [21] [22], comme le montre la Figure 5.23. Après cette première preuve de concept, une deuxième solution consistant à maintenir le SRR avec du fils de silice a aussi été testée, non sans problèmes (voir Chapitre 7)

Pour ce qui est de la mesure de la résonance du SRR en présence de couplage avec la boucle magnétique, celle-ci se fait de manière similaire aux deux méthodes présentées précédemment. Dans un premier temps, on mesure le coefficient de réflexion ($S_{11,\emptyset}$) de la boucle magnétique

20. Cela est beaucoup plus simple à dire qu'à faire ... Comparé à un fil de coton, le fil de silice a un faible coefficient de friction, ce qui le rend glissant et fait que les nœuds se défont très facilement.

21. Le kapton a été choisi pour sa bonne tenue à la température, le SRR ayant tendance à chauffer.

22. Pour être précis, il s'agit ici plutôt d'un morceau de « ruban adhésif en polyimide », le terme Kapton® étant une marque déposée de *DuPont de Nemours*.

sans SRR [23], puis on ajoute le SRR et on réalise une seconde mesure ($S_{11,SRR}$). Encore une fois, la réponse du SRR est prise comme étant la différence entre les deux mesures : $H_{SRR} = \Delta S_{11} = S_{11,SRR} - S_{11,\emptyset}$. La Figure 5.24 montre un exemple de résultat obtenu.

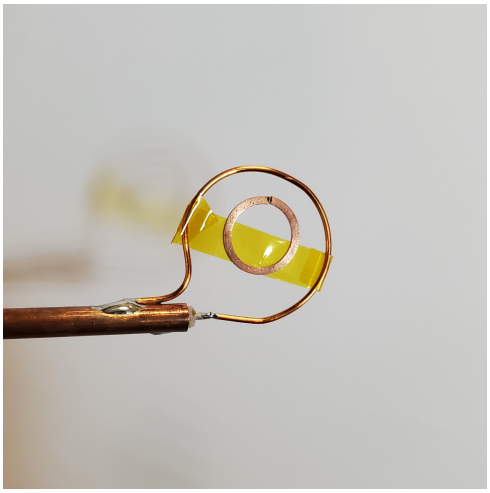
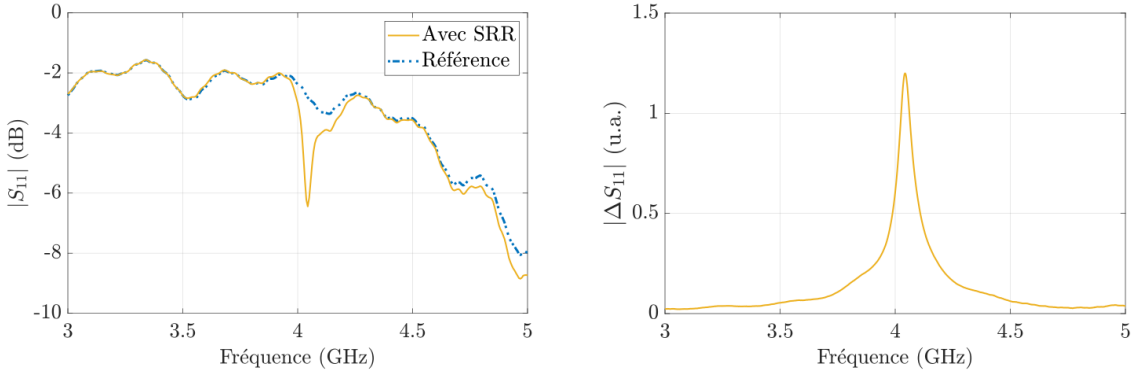


FIGURE 5.23 – SRR dans la boucle magnétique - Couplage fort



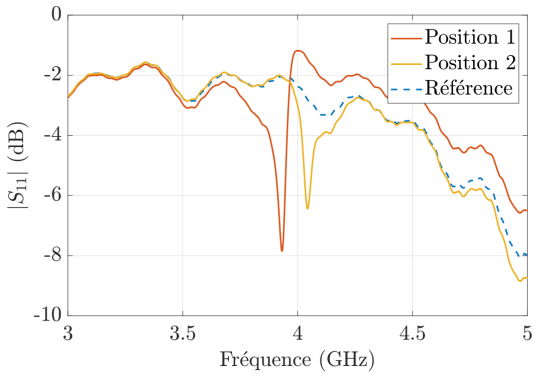
(a) Mesures brutes du S_{11}

(b) Différence de S_{11}

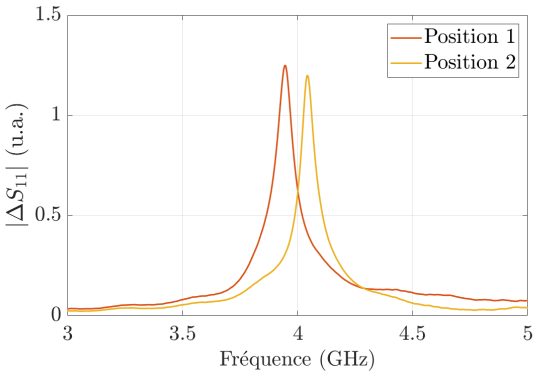
FIGURE 5.24 – Exemple de réponse fréquentielle d'un ensemble boucle magnétique + SRR

Via cette méthode, il est aussi possible de mettre en évidence le fait que le couplage, et donc la fréquence de résonance du SRR, dépend de la position du SRR vis-à-vis de la boucle, comme le montre la Figure 5.25. Dans cet exemple, lorsque l'on déplace le SRR de 3 mm (même SRR et même boucle magnétique), la fréquence de résonance passe de 3,95 GHz (position 1) à 4,04 GHz (position 2), soit un écart d'environ 90 MHz. Dans notre cas, cette variation de la fréquence de résonance avec la position du SRR est cependant un avantage : il s'agit là d'un bon moyen d'ajuster légèrement la résonance du système, sans toucher à la géométrie du SRR (diamètre et taille du gap).

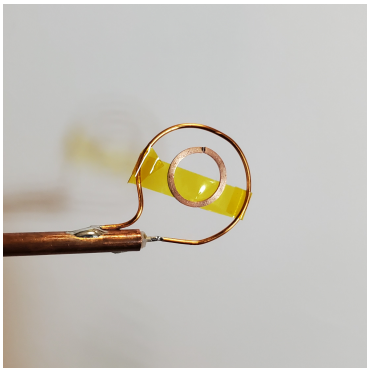
23. Afin de minimiser les erreurs de mesure, cette mesure est réalisée avec le kapton déjà présent.



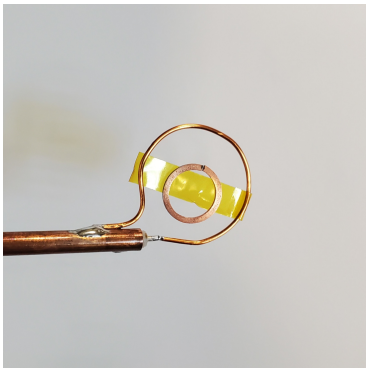
(a) Mesures brutes du S_{11}



(b) Différences de S_{11}



(c) Position 1



(d) Position 2

Figure 5.25 – Réponse du SRR pour deux positions différentes

Cette solution à fort couplage semble idéale pour notre application. En effet, elle permet de mesurer la fréquence de résonance du SRR (même en présence de couplage et, sans trop de bruit), d'ajuster finement la fréquence de résonance du SRR (précision de l'ordre de quelques mégahertz, soit mieux que 1 %) et de s'assurer que le SRR soit bien au centre de la tache focale. Son seul désavantage potentiel est que nous ne savons pas si la boucle magnétique puise beaucoup de puissance ou non.

5.10 SRR utilisés

Dans cette thèse, trois « générations » de SRR en cuivre sont été utilisées. A l'intérieur d'une même génération, les SRR présentaient des dimensions comparables et, donc, des fréquences de résonances proches. Le choix du SRR visé pouvait donc uniquement être fait via le signal de RT $e_{\to i}(t)$ employé, et non via l'utilisation de signaux de fréquences différentes[24]. Pour finir ce chapitre, nous proposons de présenter rapidement ces trois générations de SRR et leurs caractéristiques.

24. Comme cela a été fait par exemple par Singh et al. [39].

1ère génération : SRR résonant à 2,8 GHz et gap supérieur à 1 mm

Les premiers SRR étaient, comme ceux de la thèse de B. Fragge, résonants à 2,8 GHz et présentaient un gap d'environ 1 mm à 1,5 mm. Un grand nombre de ce type de SRR étant déjà fabriqués, nous n'avons pas eu besoin d'en réaliser de nouveaux. Afin d'assurer une homogénéité en terme de fréquence de résonance entre les SRR, une dizaine d'entre eux ont été caractérisés avec la méthode 1 et seulement les quelques uns présentant des fréquences de résonances similaires ont été conservés. La Figure 5.26 montre les réponses des différents SRR : les courbes correspondant à ceux qui ont été conservés sont en couleur, et les autres en gris. Les spectres d'impulsions de différentes durées sont aussi superposés sur cette figure : les impulsions de 10 ns et 20 ns correspondent le plus à ces SRR. Pour finir, on notera que, du fait de leur grande taille, ces SRR étaient suspendus aux boucles magnétiques lors des essais de claquage (cf. section 5.8).

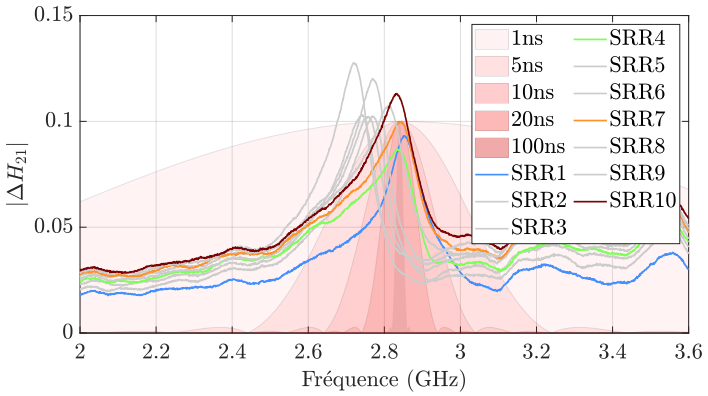


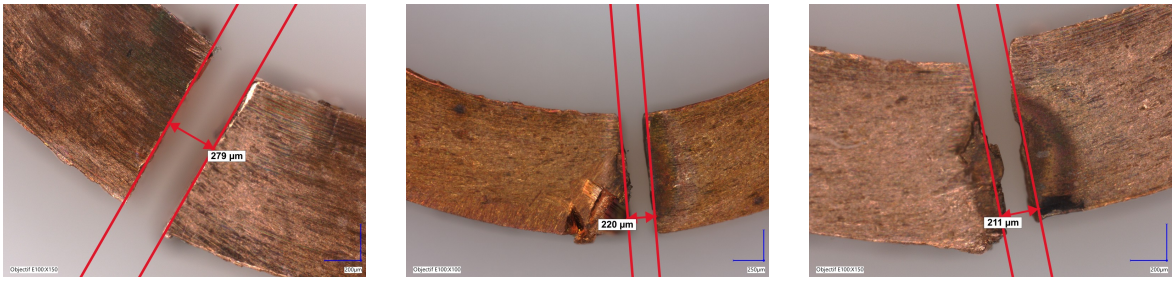
Figure 5.26 – Réponse fréquentielle des SRR de la première génération

2ème génération : SRR résonant à 4 GHz et petit gap (200 µm)

Suite aux échecs rencontrés lors de la première campagne de claquage, une deuxième génération de SRR a été réalisée. Ces SRR résonnent à 4 GHz et présentent un gap de 200 µm environ. Cette fréquence plus élevée a été choisie pour deux raisons : (1) la puissance délivrée par l'amplificateur est maximale à 4 GHz et (2) diminuer la taille de la tache focale et ainsi augmenter la densité de puissance au point de focalisation. La plus petite taille de gap a quant à elle été choisie afin d'augmenter le champ électrique obtenu (cf. 5.2.2). La Figure 5.27 montre quelques exemples de gaps vus à l'aide d'un microscope [25] : ceux-ci sont sensés être de type plan-plan, mais on constate la présence d'aspérités prononcées. Celles-ci sont dues à une fabrication manuelle à l'aide d'un outil de type Dremel.

Remarque : Les taches plus foncées à proximité du gap sur les SRR proviennent probablement d'un dépôt de carbone après claquage, comme cela a été constaté précédemment par Hopwood et al. [36].

25. Photos prises par B. Fromont.



(a) SRR A (b) SRR E (c) SRR F

Figure 5.27 – Gaps de quelques SRR de la 2ème génération

Pour finir, du fait de leur plus petite taille ces SRR ont pu être placés au centre des boucles magnétiques (BM) pour assurer une meilleure colocalisation (cf. section 5.9). La Figure 5.28 donne trois exemples de réponses fréquentielles de ce type de SRR après ajustement de leur fréquence de résonance [26]. On constate une très bonne correspondance entre les fréquences de résonance des trois SRR, bien meilleure que pour les SRR de la 1ère génération. Pour finir, les réponses de ces SRR semblent correspondre le plus à une impulsion de 20 ns.

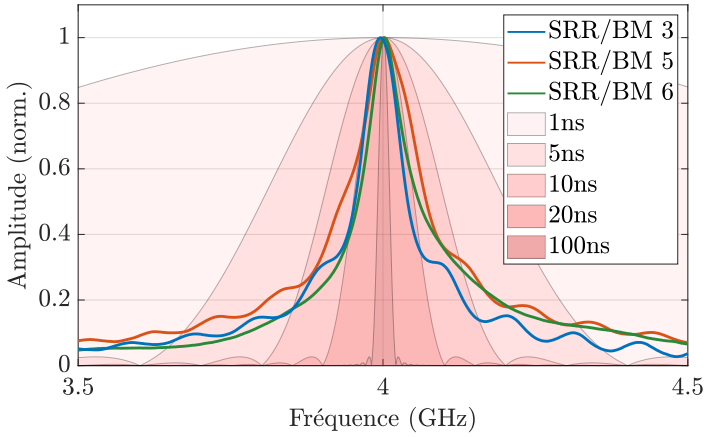


Figure 5.28 – Réponse fréquentielle des SRR de la deuxième génération

3ème génération : SRR résonant à 4 GHz et moyen gap (500 – 900 µm)

Suite aux échecs des premiers essais d'allumage de carburant, de nouveaux SRR, toujours résonants à 4 GHz, ont été construits. Le but était ici d'avoir la plus grande taille de gap possible, tout en arrivant à claquer de manière répétable par retournement temporel. Différents SRR avec des gaps compris entre 500 µm et 950 µm ont été réalisés. Du fait de la méthode de fabrication employée (raccourcissement de SRR plus grands à l'aide d'une pince coupante), ces SRR présentent une arête sur une des faces du gap. Sans avoir effectué une vérification formelle, un léger décalage entre l'arête et la face plane nous a semblé faciliter le claquage sur les premiers SRR fabriqués. Tous les SRR de cette génération présentent donc une géométrie de gap de type « plan-arête décalée » (cf. 5.2.3).

26. Du fait de la mauvaise tenue du SRR sur le kapton, les SRR ont dû être replacés plusieurs fois sur les boucles magnétique : environ une fois tous les 2 à 3 jours. Les données présentées sur la Figure 5.28 correspondent aux mesures du 09/05/2023 de la 3ème campagne de claquage.

La Figure 5.29 donne la réponse fréquentielle d'un SRR de cette génération [27]. Sa réponse fréquentielle correspond environ au spectre d'une impulsion de 10 ns

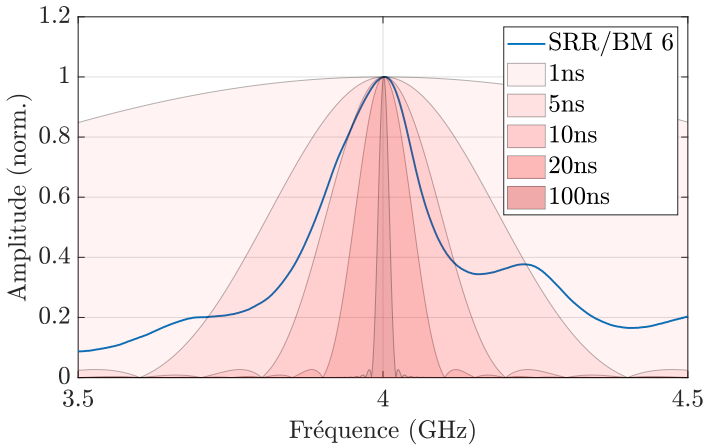


FIGURE 5.29 – Réponse fréquentielle de SRR de la troisième génération

Tableau de synthèse

Le Tableau 5.3 synthétise les caractéristiques de ces trois générations de SRR. La Figure 5.30 montre les trois générations de SRR côte à côte.

	Génération 1	Génération 2	Génération 3
Fréquence de résonance	2,85 GHz	4 GHz	4 GHz
Taille de gap	1 – 1,5 mm	200 µm	500 – 950 µm
Diamètre moyen (mm)	15	9	9
Géométrie du gap	Plan-plan	Plan-plan	Plan-arête décalée
Longueur impulsion	10 – 20 ns	20 ns	10 ns

TABLE 5.3 – Caractéristiques des SRR utilisés

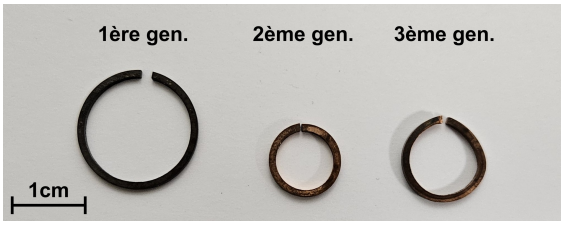


FIGURE 5.30 – Photo des trois générations de SRR

27. SRR/boucle magnétique du haut sur laquelle a eu lieu l'allumage réussi du 07/10/2025.

5.11 Synthèse

Afin d'augmenter le champ électrique au point de focalisation, il est possible d'utiliser des initiateurs. Ici, nous avons choisi d'employer des SRR, un type de résonateur : lorsque ceux-ci sont excités à leur fréquence de résonance, un champ électrique est généré dans leur gap. Le champ électrique ainsi créé peut être jusqu'à mille fois plus élevé que le champ incident.

Dans un premier temps, nous avons abordé le dimensionnement des SRR. En particulier, nous avons vu que leur fréquence de résonance est principalement pilotée par deux dimensions : leur diamètre et la taille du gap. Une augmentation du diamètre conduit à une diminution de la fréquence de résonance. Une augmentation de la taille du gap engendre quant à elle une augmentation de la fréquence de résonance. Par ailleurs, une taille de gap plus petite résulte en un champ électrique plus élevé dans le gap. La géométrie du gap peut aussi avoir une influence.

Nous avons ensuite vu que, comme tout résonateur, un SRR présente un certain temps de réponse. Il faut donc que le SRR soit excité pendant une durée supérieure à ce temps de réponse, sinon l'effet d'intensification du champ dans le gap est réduit. Ce temps de réponse peut être estimé de manière analytique ou de manière expérimentale. Pour cela, une méthode empirique consistant à identifier la réponse fréquentielle du SRR aux spectres d'impulsions de différentes durées a été proposée. Deux méthodes permettant de mesurer la réponse fréquentielle des SRR, et la fréquence de résonance, ont ensuite été présentées

Une fois les SRR fabriqués, il faut pouvoir focaliser dessus (et vérifier que l'on focalise bien). Pour ce faire, les SRR doivent être placé à proximité d'antennes : des boucles magnétiques dans notre cas. Plus précisément, les SRR doivent être placés le plus près possible de ces boucles afin de se trouver au centre de la tache focale, et non sur les bords de la tache où le champ est moins élevé.

Placer les SRR si proche de la boucle magnétique induit cependant des phénomènes de couplage, ce qui modifie leur résonance. Il faut donc soit éloigner les SRR des boucles et accepter la réduction du champ associée (solution faible couplage), soit accepter le couplage et trouver une méthode permettant de caractériser les SRR dans ces conditions (solution à couplage fort). C'est là tout l'utilité de la troisième méthode de mesure de la résonance que nous avons ensuite présentée. On se souviendra aussi qu'il est possible de modifier le couplage entre un SRR et la boucle magnétique associée afin d'ajuster finement leur fréquence de résonance.

Pour finir, nous avons présenté les trois générations de SRR utilisés au cours de cette thèse. Les premiers résonnent à 2,85 GHz et présentent un gap supérieur à 1 mm, les deuxièmes ont une fréquence de résonance de 4 GHz et un gap de 200 µm et les troisièmes ont toujours une fréquence de résonance de 4 GHz, mais des gaps plus grands (de 500 µm à 900 µm).

Après cette étape de préparation, certes un peu longue, il est désormais possible de passer aux essais de claquage par retournement temporel. C'est ce que nous ferons dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Claquage de plasmas par retournement temporel

V. Mazières [1] a été le premier à démontrer la capacité du retournement temporel micro-onde à claquer des plasmas de manière sélective. Cependant, pour faciliter le claquage, de l'argon à très basse pression (environ 1 mbar) a été utilisé, ce qui n'est clairement pas compatible avec les applications aéronautiques visées dans cette thèse. B. Fragge [2] a, quant à elle, réalisé des essais de claquage par retournement temporel dans l'air à pression atmosphérique, sans toutefois réussir à démontrer la sélectivité dans ces conditions [1]. Le premier objectif de la présente thèse était donc de démontrer cette capacité du RT.

Après trois chapitres de préparation, nous disposons enfin de tous les outils pour réaliser cette démonstration. Ainsi, au Chapitre 3, nous avons présenté le dispositif expérimental et vu comment générer des signaux de retournement temporel. Dans le Chapitre 4, nous avons étudié la focalisation spatiale et temporelle. Nous savons donc qu'utiliser des pics de RT courts (quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes) permet à la fois d'assurer la focalisation spatiale et d'obtenir des pics de RT d'amplitude élevée. Le Chapitre 5, nous a permis de déterminer les durées d'impulsions qui permettent d'exploiter correctement la résonance des SRR. Nous avons aussi vu comment placer le SRR à proximité des sondes boucles magnétiques afin d'assurer la focalisation sur les SRR. Il est donc temps de passer aux essais de claquage.

6.1 Dispositif expérimental & méthode : rappels

6.1.1 Dispositif expérimental

Le montage utilisé pour les essais de claquage par retournement temporel est celui présenté au Chapitre 3. Pour rappel, les signaux sont générés par un générateur de signaux arbitraires (AWG), amplifiés par un amplificateur de puissance pulsé (approximativement 3 kW en sortie, rapport cyclique de 5 %), puis injectés dans la cavité via l'antenne de puissance. A cela s'ajoute un coupleur bi-directionnel permettant de mesurer le signal émis par l'amplificateur. Côté réception, les signaux sont captés via les boucles magnétiques dont nous avons déjà parlé, puis enregistrés à l'aide d'un oscilloscope. Dans la cavité, trois boucles magnétiques étaient présentes pendant les essais de claquage. Elles étaient toutes placées sous l'orifice d'injection, mais à des hauteurs différentes (Figure 6.1) :

1. Pour rappel, par « sélectivité » on entend la capacité à choisir l'endroit où a lieu le claquage.

— la boucle 3, placée à $z = 25\,\text{cm}$ de haut dans la cavité ;

— la boucle 5, placée environ $12 - 13\,\text{cm}$ plus haut (soit $z = 37\,\text{cm}$) ;

— la boucle 6, placée tout en haut, à environ 20 cm de la paroi supérieure (soit $z = 80\,\text{cm}$).

En fonction des essais, les SRR étaient soit accrochés sous les boucles magnétiques (solution faible couplage), soit colocalisés avec les boucles magnétiques (solution à couplage fort). Lors des premiers essais de claquage que nous avons réalisés pour vérifier notre capacité à claquer avec des signaux simples (section 6.2), un SRR supplémentaire était suspendu dans la cavité (hauteur ajustable). Ce SRR suspendu a été retiré pour les essais de claquage par retournement temporel (section 6.6). A chaque fois, les fréquences de résonance des SRR étaient similaires afin d'éviter que le choix du SRR sur lequel on claque se fasse via la fréquence du signal injecté [2].

Pour finir, on rappellera que les essais de claquage ont été réalisés dans de l'air à pression atmosphérique. La cavité n'étant pas hermétique, les propriétés exactes de l'air dépendaient d'un jour à l'autre : une humidité généralement comprise entre 30 % et 60 % et une température allant d'environ 20 °C à 22 °C [3].

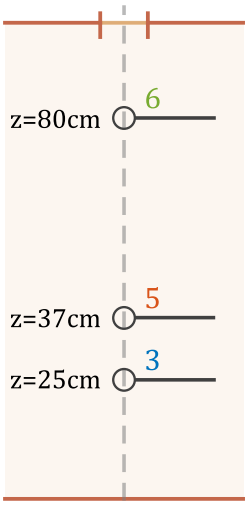


Figure 6.1 – Positions des boucles magnétiques

6.1.2 Déroulement d'un essais de claquage

Les essais de claquage par retournement temporel se déroulent de la manière suivante. Dans un premier temps, les paramètres-S de la cavité entre l'antenne de puissance et les différents couples boucles magnétique/SRR sont acquis. Notons qu'après cette étape d'acquisition, la cavité ne doit plus être ouverte afin d'éviter toute modification de sa géométrie (léger décalage de la porte, ...) et, donc, des paramètres-S. Après avoir choisi les différents paramètres du signal (fréquence de la porteuse, nombre et durée de pics de RT, ...), les signaux $e_{\to i}(t)$ permettant de

2. Comme cela a par exemple été fait par Singh et al. [39], qui ont utilisé des SRR résonant à des fréquences différentes (2,1 GHz et 2,45 GHz).

3. Lors des premiers essais de claquage par RT, nous avons essayé de diminuer l'humidité relative dans la pièce à l'aide d'un déshumidificateur (environ 30 % d'humidité relative). En effet, d'après la littérature (voir Chapitre 1.2.6) et nos collègues plasmisciens du LAPLACE, la présence d'humidité a tendance à augmenter le champ de claquage. Pour diverses raisons liées à la salle d'expérimentation, nous avons arrêter d'essayer de contrôler l'humidité lors des essais suivants, d'où la plage de variation indiquée.

focaliser sur le couple boucle magnétique/SRR i sont générés [4]. Ces signaux sont ensuite émis un par un et la présence d'un plasma uniquement sur le couple boucle magnétique/SRR visé est contrôlée visuellement via la lumière émise par le plasma. L'absence de plasma sur les couples non-ciblés est aussi contrôlée de manière visuelle. Additionnellement, la présence d'un plasma peut aussi être déterminée par son effet sur le signal reçu au niveau de la boucle magnétique visée (ce que nous avons appelé la « signature électromagnétique du plasma », voir sections 6.2.4 et 6.6.3). Parallèlement à ces observations, les signaux reçus sur les boucles magnétiques sont aussi enregistrés au moyen de l'oscilloscope pour analyse ultérieure.

6.2 Vérifications : premiers essais de claquage en CW pulsé

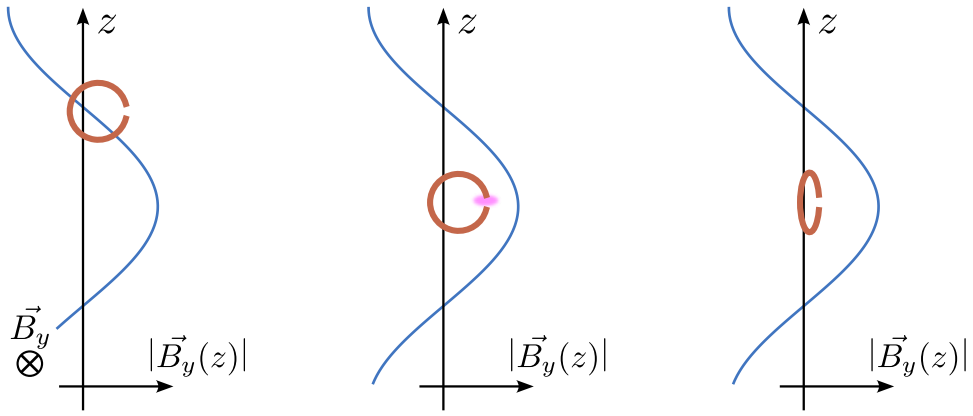
Avant de commencer les essais de claquage par retournement temporel, nous avons d'abord procédé à quelques vérifications. Les objectifs étaient de vérifier : (1) le bon fonctionnement du montage haute puissance, un peu modifié depuis la thèse de B. Fragge (cf. Chapitre 3.3.2.2) et (2) notre capacité à claquer avec des signaux simples et dans une configuration similaire à celle utilisée par le passé.

Afin de nous placer dans une configuration similaire à celle de B. Fragge, ces premiers essais ont été réalisés avec les SRR de 1ère génération résonants à $\approx 2{,}85\,\mathrm{GHz}$ et présentant des gaps d'un peu plus de 1 mm (cf. Chapitre 5.10). Du fait de leur grande taille, ces SRR étaient suspendus sous les boucles magnétiques (solution faible couplage, voir Chapitre 5.8). Pour ce qui est des signaux utilisés, nous avons ici employé des signaux dits « CW pulsés », c'est-à-dire de simples signaux sinusoïdaux de fréquence fixe et de durée égale à la fenêtre d'amplification (généralement 10 µs). Différentes fréquences ont été employées en fonction des essais, toutes proches de la fréquence de résonance des SRR.

6.2.1 Conditions pour claquer sur un SRR en régime CW

L'inconvénient de ces signaux CW pulsés est qu'ils excitent un mode uniquement. Nous sommes donc tributaires de la structure modale du champ dans la cavité pour claquer. La Figure 6.2 illustre cela pour un SRR interagissant avec un mode du champ magnétique dans la cavité. Dans cet exemple, le mode est polarisé suivant y (direction perpendiculaire au schéma) et la courbe bleue indique son amplitude en fonction de la position suivant z. Dans le premier cas (Figure 6.2a), le SRR se trouve sur un nœud du champ. Le champ est nul, le SRR n'est pas excité et le claquage est donc impossible. Dans le deuxième cas (Figure 6.2b), le SRR se situe à proximité d'un maximum du champ magnétique et présente la bonne polarisation. Le claquage est donc possible, à condition que l'intensité du champ soit suffisamment élevée, bien évidemment. Pour finir, dans le troisième cas (Figure 6.2c), le SRR est toujours sur un maximum du champ, mais orienté différemment : il ne capte pas le champ magnétique et le claquage est donc de nouveau impossible. Avec un signal CW (pulsé), il faut donc à la fois que le SRR soit placé à proximité d'un maximum du champ et qu'il ait la bonne polarisation pour pouvoir claquer. Ce n'est pas le cas avec le retournement temporel où la position et l'orientation du SRR peuvent être quelconques, l'apprentissage permettant implicitement de sélectionner les « bons modes ».

4. Pour plus de détails sur ces deux étapes, on pourra se référer au Chapitre 3.5.



(a) SRR sur un nœud
Claquage impossible

(b) SRR sur un maximum
Claquage possible

(c) Mauvaise orientation
Claquage impossible

Figure 6.2 – Conditions pour claquer sur un SRR dans une cavité excitée par un signal CW
(Note : La ligne bleue indique la norme du champ $\vec{B}_y$ en fonction de z)

6.2.2 Claquage sur un SRR mobile

Une première méthode pour claquer en CW consiste à reproduire exactement ce que nous venons de décrire : c'est-à-dire suspendre un SRR (noté SRR_{Su} dans la suite), puis le descendre jusqu'à ce qu'un plasma apparaisse dessus. Des premiers plasmas ont pu être obtenus ainsi, ce qui était encourageant pour la suite. On notera qu'il est même possible de percevoir la structure modale de la cavité avec cette méthode, le plasma apparaissant et disparaissant au fur et à mesure que l'on descend le SRR_{Su} ! En plus de cela, ces essais ont permis de mettre en lumière deux points intéressants, expliqués ci-dessous.

Visibilité du SRR par les ondes

Malgré sa petite taille vis-à-vis de la longueur d'onde ($\phi_{SRR} \approx \lambda/7$), le SRR est très visible dans la cavité aux alentours de 2,85 GHz, très probablement à cause de son caractère résonant à ces fréquences. Ainsi, lorsque l'on déplace le SRR_{Su}, on constate une modification des signaux reçus sur les boucles magnétiques, pourtant placées plus loin. Cela signifie que déplacer le SRR_{Su} change légèrement la structure des modes dans la cavité [5]. Dans certains cas, ces changements peuvent même être suffisants pour engendrer des claquages sur les SRR accrochés aux boucles magnétiques.

Effet du plasma sur les modes

Lorsqu'un plasma apparaît sur le SRR_{Su}, on observe aussi une modification des signaux reçus sur les boucles magnétiques. Cela signifie que, bien que petit (≈ 1 mm), le plasma produit un effet visible d'un point de vue électromagnétique. Dans certains cas, après après avoir claqué sur ce SRR_{Su}, on peut même observer un claquage sur un (ou plusieurs) des SRR accrochés aux boucles magnétiques. Une explication possible est que le plasma modifie la résonance du SRR_{Su} (*detuning*, phénomène observé par Iza et al. [42]). Cela change son interaction avec le champ

5. Cette observation est cohérente avec ce que l'on a pu observer lors de la caractérisation de la résonance d'un SRR en cavité (Chapitre 5.5.2).

électromagnétique dans la cavité et conduit à une légère redistribution des modes. C'est cette redistribution des modes qui engendrerait les claquages suivants. Une autre hypothèse est que le plasma est suffisamment visible par les micro-ondes pour engendrer tout seul cette redistribution des modes.

Pour finir, la Figure 6.3 montre une photo de plasmas obtenus via cette méthode (points lumineux sur les SRR). On notera la présence de plasmas à la fois sur le SRR_{Su}, mais aussi sur les SRR accrochés aux boucles 3 (bas) et 5 (milieu). Cela montre bien que cette méthode ne permet pas de claquer de manière sélective.

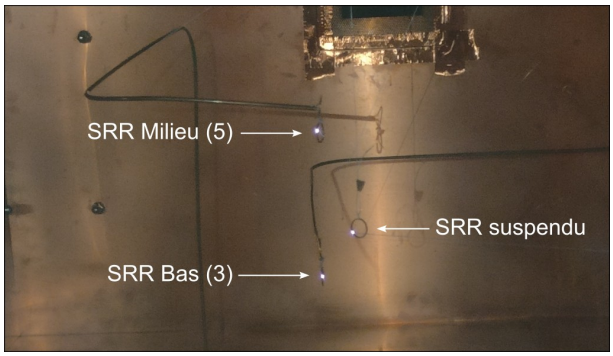


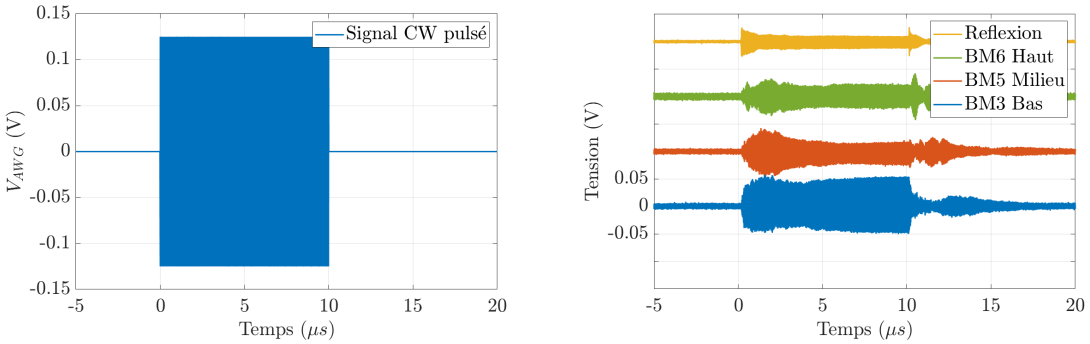
FIGURE 6.3 – Exemple de claquage en CW pulsé

6.2.3 Claquage sur un couple boucle magnétique/SRR en CW

Bien que pratique, la méthode présentée ci-dessus ne correspond cependant pas à ce que l'on souhaite faire : claquer sur des SRR placés à des positions prédéterminées et indépendantes des modes de la cavité. Par ailleurs, aucune sonde n'étant présente à proximité du SRR_{Su}, il est impossible d'y mesurer le signal reçu ou de faire un apprentissage pour le RT pour ensuite focaliser dessus. Si l'on souhaite toujours utiliser des signaux CW pulsés pour claquer sur un SRR donné (=claquer de manière sélective), la solution consiste alors à procéder de manière inverse. Plutôt que faire varier la position des SRR, il faut changer la fréquence du signal de manière à exciter le « bon » mode pour lequel le champ sera élevé au niveau du couple boucle/SRR ciblé. Pour choisir ce mode et la fréquence associée, il est possible de s'aider du coefficient de transmission vers le couple boucle/SRR en question : un maximum du coefficient de transmission devrait correspondre à un champ plus élevé. Idéalement, cette fréquence doit aussi correspondre à un minimum du coefficient de réflexion pour s'assurer que la majeure partie de la puissance émise par l'amplificateur rentre dans la cavité.

A titre d'exemple, la Figure 6.4 montre un signal sinusoïdal pulsé émis à $f = 2{,}899\,45\,\text{GHz}$ (une fréquence pour laquelle le coefficient de transmission vers le couple 3 est élevé) et les signaux résultants sur les différentes boucles magnétiques (BM). Sur ces signaux, on observe trois phases distinctes : (1) une phase transitoire (de 0 µs à 4 µs) liée à la réponse de la cavité, de durée égale au temps de réverbération t_{reverb}, (2) un régime établi (de 4 µs à 10 µs), pour laquelle l'amplitude du signal est dictée par le coefficient de transmission, et (3) la dissipation de l'énergie en une durée égale au temps de réverbération, après la coupure de l'excitation (à partir de 10 µs). On remarquera aussi que les signaux reçus ici sont d'amplitudes relativement similaires. Contrôler le SRR sur lequel a lieu le claquage avec ce type de signal semble donc extrêmement compliqué. Il

est donc préférable d'utiliser une méthode comme le retournement temporel si l'on veut pouvoir claquer de manière sélective.



(a) Signal pulsé émis à $f_{cw} = 2{,}899\,45\,\text{GHz}$ (b) Signaux reçus sur les boucles magnétiques

Figure 6.4 – Exemples de signaux en régime CW pulsé
(Note : Signaux reçus décalés verticalement pour plus de lisibilité)

Quelques essais de claquage ont été réalisés avec cette méthode et, dans certains cas, nous avons réussi à créer des plasmas. Mais elle ne fonctionne pas tout le temps. Une hypothèse envisagée pour expliquer ces échecs est que maximiser le coefficient de transmission augmente à la fois le champ au niveau de la boucle magnétique, mais aussi la quantité de puissance qu'elle puise, ce qui diminue la puissance disponible pour claquer. Par ailleurs, nous avons aussi constaté qu'il était est parfois nécessaire de déplacer le SRR_{Su}, et donc modifier les modes, pour réussir à claquer sur un couple boucle magnétique/SRR. Ce type de problème s'observait même lorsque le choix de fréquence semblait pourtant adéquat et que le signal reçu sur la boucle magnétique visée était particulièrement élevé. Une première hypothèse est que le couple boucle magnétique/SRR se trouvait juste à côte d'un maximum du champ et qu'il suffisait de modifier un peu les modes pour amener ce maximum au niveau du couple ciblé. Une deuxième hypothèse, plus problématique, était que la distance entre la boucle magnétique et son SRR associé était trop grande : le signal reçu au niveau de la boucle ne donne alors aucune indication sur le champ vu par le SRR. Cela remet donc en cause de manière expérimentale la solution faible couplage pour la première fois.

6.2.4 Signature électromagnétique du plasma

Lors d'un certain nombre d'essais, le claquage sur un couple boucle magnétique/SRR n'a pas été immédiat : parfois il a fallu faire bouger le SRR_{Su}, comme nous l'avons mentionné précédemment et, d'autres fois, le claquage a eu lieu au bout de quelques secondes, sans rien changer (ce qui amène d'autres questions [6] ...). Loin d'être un désavantage, ces essais ont permis d'observer le signal reçu sur une boucle magnétique avant et après claquage.

La Figure 6.5 montre un exemple de signaux ainsi obtenus avant et après l'apparition d'un plasma sur les boucles 3 et 5 [7].

6. Pour ne citer que les questions liées à des phénomènes thermiques. Faut-il d'abord que le SRR chauffe ? Dans ce cas là, faut-il qu'il se dilate et que la dimension de son gap change pour claquer ? Est-ce que l'augmentation de sa température conduit à une augmentation de l'émission d'électrons par effet thermo-ionique ? ...

7. La difficulté à prédire le moment du claquage (déplacement de SRR_{Su} ou attente sans rien changer) n'a pas forcément permis d'enregistrer des signaux avant claquage. On devra donc ici se contenter d'une photo de l'oscilloscope ...



(a) Sans claquage (b) Avec claquage

FIGURE 6.5 – Signaux reçus sans et avec claquage
(Courbe jaune : signal réfléchi ; courbe verte : signal reçu sur la boucle magnétique 6 (haut) ; courbe rouge-orangée : signal reçu sur la boucle mag. 5 (milieu) ; courbe bleue : signal reçu sur la boucle mag. 3 (bas))

Dans cet exemple, on constate peu de différences au niveau du signal enregistré sur la boucle 6, ce qui peut laisser penser que l'apparition des plasmas n'a pas modifié les modes de la cavité de manière très significative. En revanche, pour les boucles sur lesquelles un plasma apparaît (3 et 5), on observe des différences significatives. Ainsi, en absence de plasma (Figure 6.5a), le signal reçu augmente (phase transitoire de « remplissage » de la cavité), puis se stabilise, avant de décroître à la coupure de l'excitation. Dans le cas avec plasma (Figure 6.5b), cette phase de croissance initiale est immédiatement suivie (voire raccourcie) par une décroissance du signal reçu, celui-ci se stabilisant ensuite à un niveau plus bas que dans le cas sans plasma. De même, on constate une baisse un peu plus prononcée de la réflexion au début dans le cas où un plasma apparaît. Cette décroissance du signal peut être due à une absorption de puissance par le plasma ou à une modification de la résonance du SRR. Dans tous les cas, cette modification du signal reçue constitue une *signature électromagnétique du plasma.*

Remarques :

— *On rappellera ici qu'il s'agit de signaux CW* pulsés*, de durée* 10 µs*, et répétés toutes les* 200 µs *(soit une fréquence de répétition de* 5 kHz*). Le plasma disparaît donc entre deux envois successifs du signal.*

— *Le fait que la présence du plasma modifie la résonance du SRR (detuning) amène de nouvelles questions. Si le plasma engendre une modification de la fréquence de résonance, le champ dans le gap devrait diminuer, ce qui pourrait conduire à une extinction du plasma. Une fois le plasma éteint, la fréquence de résonance redeviendrait normale, un nouveau plasma pourrait apparaître et ainsi de suite. Or, nous n'observons pas de « vaguelettes » indiquant des cycles de claquage et d'extinction du plasma sur les signaux mesurés (Figure 6.5b). Cela semble donc indiquer que le plasma reste allumé pendant toute l'excitation. Pourquoi est-ce le cas ? Est-ce que la modification de la résonance est minime ? Est-ce dû au fait que la puissance permettant de maintenir un plasma est plus faible que la puissance nécessaire pour claquer ? . . .*

6.2.5 Autres observations & difficultés expérimentales

Avant de conclure sur ces premiers essais, quelques autres observations peuvent être faites. Les voici, sans ordre particulier.

Dérive thermique

Sur les premiers essais de claquage, nous avons constaté une augmentation de la puissance réfléchie pour une fréquence donnée après quelques heures de manipulation. Après enquête, nous avons constaté que ce phénomène était dû à un décalage de la fréquence des modes, lui même lié la dilatation thermique de la cavité (échauffement lié à la chaleur rejetée par les appareils, à la dissipation de la puissance micro-onde sur les parois, ...). Ainsi, en reprenant les formules théoriques donnant la fréquence des modes d'une cavité parallélépipédique (équation (2.2) du Chapitre 2.1), et en y intégrant l'effet de la dilatation thermique sur les dimensions de la cavité, on obtient une vitesse de décalage de $\frac{\partial f_{mnp}}{\partial T} = -54\,\mathrm{kHz}\cdot{}^{\circ}\mathrm{C}^{-1}$ aux alentours de 2,8 GHz. Cette valeur est significative pour des modes dont la largeur est seulement de quelques centaines de mégahertz. Plus de détails sur ce phénomène sont disponibles en Annexe D.

Afin d'éviter ce type de problème, nous avons simplement climatisé la pièce pour l'ensemble des expériences suivantes.

Claquage parasites

Lors de certains essais de claquage, et pour certaines fréquences et positions du $\mathrm{SRR_{Su}}$ uniquement, nous avons parfois observé des plasmas « parasites » [8] et des arcs électriques. Dans les deux cas, ceux-ci apparaissaient à proximité des coins de la cavité ou d'aspérités (joints de la porte). Ils confirment que l'énergie est répartie dans toute la cavité et qu'il n'est pas vraiment possible de piloter l'endroit du claquage en régime CW. En retournement temporel, ce type de phénomène ne devrait pas avoir lieu puisque le champ devrait être élevé uniquement dans la tache focale.

Aspect d'un SRR après les essais de claquage

De manière intéressante, les SRR changent de couleur au cours des essais de claquage (Figure 6.6). Cela laisse penser qu'ils chauffent de manière significative. Dans le gap, on observe aussi une trace foncée à l'endroit où a lieu le plasma (voir encadré de la Figure 6.6). Une tache similaire, quoique plus petite, a aussi été observée sur les SRR utilisés pour claquer par retournement temporel (voir Figure 5.27c).

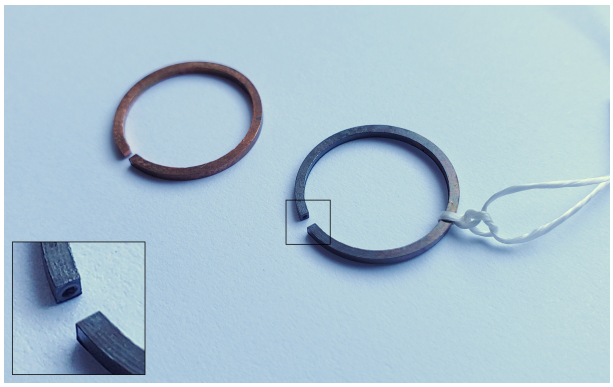


Figure 6.6 – Deux SRR : (gauche) avant claquage, (droite) après claquage répété
(Encadré : Zoom sur le gap. La trace laissée par le plasma est visible)

8. Sous forme de plasmas plutôt diffus, ressemblant à ceux engendrés par des décharges à barrières diélectriques (DBD).

6.2.6 Conclusion sur ces premiers essais en CW pulsé

Ces premiers essais en CW pulsé ont permis de vérifier la capacité à claquer des plasmas sur notre montage expérimental. Cependant, comme on a pu le voir, il est compliqué de contrôler l'endroit où les plasmas apparaissent (claquage sur de multiples SRR, claquages parasites, ...). Cela justifie l'utilisation d'une technique telle que le retournement temporel si l'on souhaite contrôler de manière précise l'emplacement du claquage.

Par ailleurs, nous avons pu constater certains des effets liés à la présence de plasmas : absorption de puissance, redistribution des modes et variation de fréquence de résonance des SRR. Une signature électromagnétique de l'apparition du plasma a aussi été observée.

6.3 Critères pour claquer par retournement temporel et choix des paramètres du signal de RT

Avant de commencer les essais de claquage par RT, il peut être utile de déterminer la durée d'impulsion qui aura le plus de chances de mener au claquage. Ici, trois processus sont à prendre en compte : le claquage du plasma, le retournement temporel et l'intensification du champ par le SRR.

Claquage du plasma

Pour le claquage du plasma, on sait, d'après Gould et al. [25] (voir Chapitre 1.2), que plus la durée d'excitation est courte, plus le champ électrique nécessaire pour claquer est élevé (voir Figure 6.7). Pour faciliter le claquage (c.-à-d. claquer avec un champ électrique plus faible), il faut donc, en principe, utiliser des impulsions plus longues. Éventuellement, il est aussi possible d'envoyer des impulsions répétées [25].

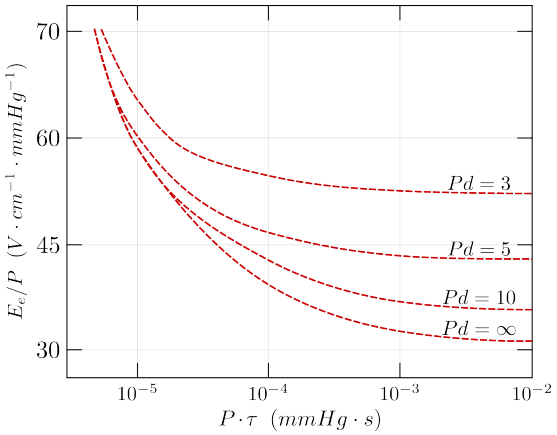


Figure 6.7 – Champ de claquage réduit en fonction du produit *pression* × *durée* (adapté de Gould et al. [25])

(Paramètres : E_e = tension de claquage en $V \cdot cm^{-1}$, p = pression en mmHg, d = distance inter-électrode et τ = durée de l'impulsion en secondes)

Retournement temporel et intensification du champ par les SRR

Les effets conjoints du RT et des SRR ont déjà été présentés au Chapitre précédent. Nous les résumerons brièvement ici. Pour le retournement temporel, l'idéal est d'utiliser des impulsions

les plus courtes possibles afin (1) d'obtenir un pic de RT plus élevé et (2) exploiter davantage de modes, ce qui améliore la focalisation spatiale (cf Chapitre 4). En ce qui concerne les SRR, ceux-ci présentent un certain temps de réponse, en dessous duquel l'intensification du champ est réduite. Ces deux effets opposés peuvent être résumés en un schéma donnant le champ dans le gap en fonction de la durée de l'impulsion (Figure 6.8).

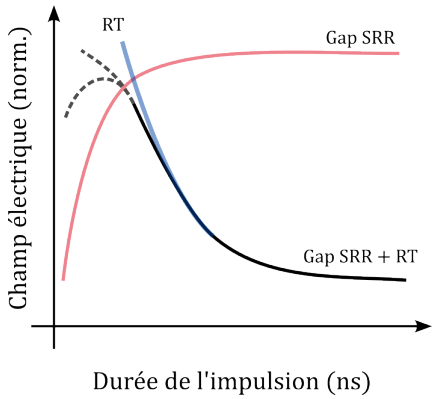


Figure 6.8 – Effet conjoints du SRR et du RT sur le champ dans le gap
(extrait de la Figure 6.21)

A cette courbe, il est ensuite possible de superposer l'évolution du champ de claquage en fonction de la durée d'excitation [9]. Différentes situations peuvent alors se présenter (Figure 6.9) :

(a) le champ électrique généré dans le gap est généralement supérieur au champ de claquage. Pour claquer de manière sélective, il suffit donc de choisir une durée d'impulsion permettant d'obtenir une bonne focalisation spatiale ;

(b) le champ dans le gap est supérieur au champ de claquage seulement pour les durées supérieures à une durée minimum. Il s'agit donc de trouver cette durée minimum (trait pointillé vertical), puis d'évaluer la qualité de la focalisation spatiale. On notera que si la courbe du champ de claquage se situe trop à droite (vers les longues durées), il se peut que le claquage de manière sélective soit impossible dans ces conditions ;

(c) le champ généré dans le gap est supérieur au champ de claquage seulement pour certaines durées d'impulsions. La position et la largeur de cet intervalle dépend du champ de claquage dans les conditions expérimentales choisies (pression, ...) et du champ électrique généré (puissance de l'amplificateur, densité de puissance dans la tache focale, intensification par le SRR, ...) ;

(d) le champ dans le gap est tout le temps inférieur au champ de claquage. Le seul moyen pour claquer est de générer un champ électrique plus élevé, d'une manière ou d'une autre (augmentation de la puissance de l'amplificateur, augmentation de la densité de puissance dans la tache focale, ...).

Malheureusement, avant de commencer les essais de RT, nous ne savons pas lequel de ces quatre cas correspond à notre configuration expérimentale. Il est donc impossible d'utiliser ces différents schémas pour s'aider dans le choix de la durée d'impulsion.

9. Toujours de manière schématique, puisque dans notre cas on ne connaît ni le champ électrique dans le gap, ni le champ de claquage.

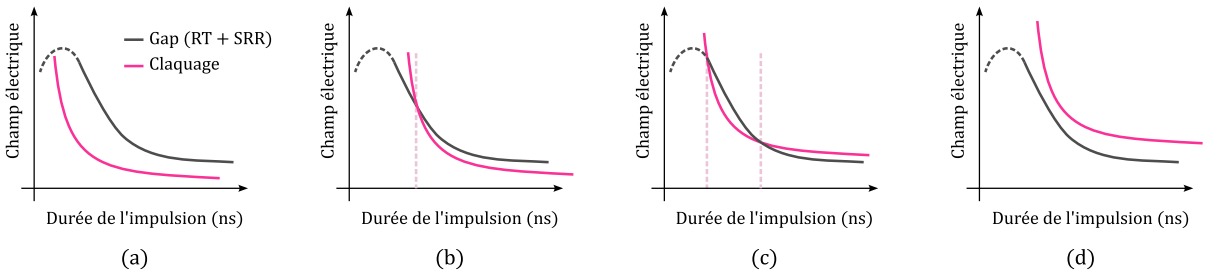


FIGURE 6.9 – Champ de claquage et champ dans le gap - Différentes situations

Choix de la durée d'impulsion

Ne sachant pas lequel de ces cas correspond à notre configuration, le plus simple est de choisir une durée d'impulsion compatible à la fois avec les SRR et le retournement temporel. Pour les trois générations de SRR, la durée d'impulsion qui correspond le mieux est environ 10 ns, comme le montre la Figure 6.10 (pour un SRR de 2ème génération). Cette durée d'impulsion convient aussi très bien d'un point de vue du RT, puisqu'elle permet une bonne focalisation temporelle et engendre des pics de RT d'amplitudes bien plus élevées que le cas CW (voir Chapitre 4.2.1). Par ailleurs, elle permet d'exploiter un grand nombre de modes (Figure 6.10), ce qui assure une bonne focalisation spatiale. Si claquage il y a, il devrait être localisé. Dans le cas où cette durée d'impulsion ne permettrait pas de claquer, il faudra alors essayer avec des durées plus longues, quitte à moins bien focaliser spatialement.

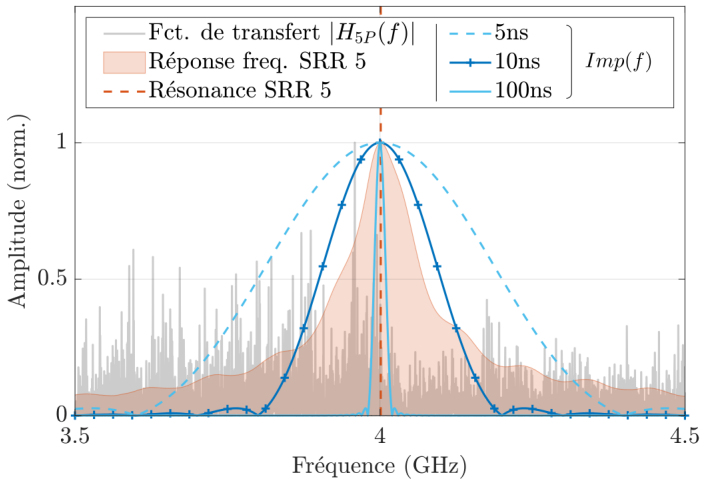


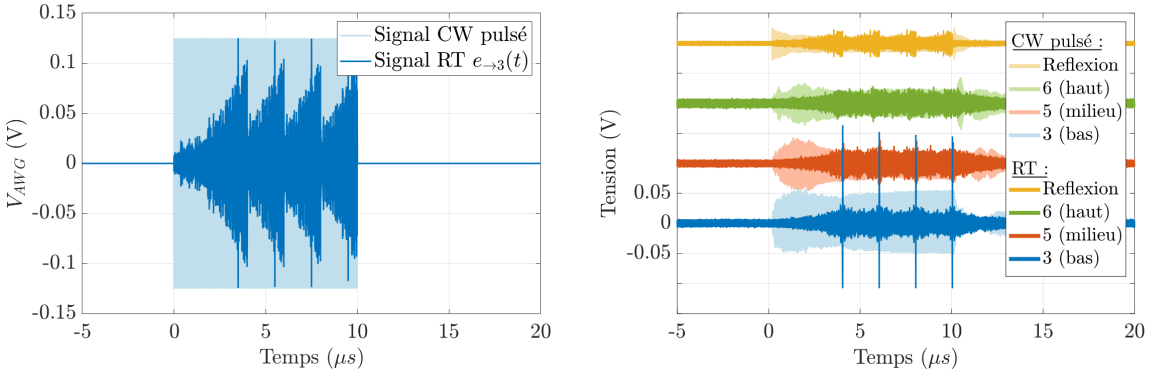
FIGURE 6.10 – Spectres des éléments d'intérêt pour le choix de la durée de l'impulsion

Remarque : Les explications ci-dessus s'intéressent seulement à la possibilité de claquer sur un SRR donné. Prouver qu'il est impossible de claquer à tout autre endroit de la cavité, est plus compliqué. MAZIÈRES *et al. [60] ont introduit un critère dans ce but, le « Plasma steering criterion », mais celui-ci ne prend pas en compte la présence d'initiateurs. Il devrait donc être modifié pour pouvoir être appliqué ici.*

6.4 Premiers essais de claquage par RT : échecs et stratégies envisagées

Après ces essais de claquage avec des signaux sinusoïdaux pulsés, nous avons pu passer aux premiers essais de claquage par retournement temporel. Comme pour les essais en CW pulsé, ces essais ont été réalisés à $\approx 2{,}85\,\text{GHz}$ avec des SRR de première génération (gap $\approx 1\,\text{mm}$) suspendus sous les boucles magnétiques.

La Figure 6.11 montre un exemple de signal de RT émis pour focaliser quatre impulsions sur le couple 3 et les signaux reçus sur les différentes boucles magnétiques. Pour comparaison, les signaux dans le cas CW pulsé sont aussi indiqués (courbes pales). Après retournement temporel, on constate qu'il y a bien focalisation : on retrouve quatre pics de RT de forte amplitude sur la boucle 3 et seulement du bruit sur les autres. L'amplitude des pics de RT est aussi plus élevées d'un facteur 2,7 que celle du signal reçu après l'émission d'un signal CW pulsé. Malgré cela, aucun claquage n'a été observé dans ce cas.



(a) Signaux émis (b) Signaux reçus sur les boucles magnétiques

Figure 6.11 – Exemples de signaux dans le cas du retournement temporel
(Note : Signaux reçus décalés verticalement pour plus de lisibilité)

De manière plus générale, aucun claquage par RT n'a été observé avec cette configuration (SRR de 1ère génération accrochés sous les boucles magnétiques), peu importe le couple boucle magnétique/SRR visé. Différents signaux ont été testés, en faisant varier le nombre et la durée des pics de RT, toujours sans succès [10].

Une stratégie dite « CW+RT » a aussi été évaluée. Celle-ci consiste à envoyer la majeure partie de la puissance via un signal CW, pour essayer de « remplir » la cavité, et d'y superposer un signal de RT pour apporter localement le surplus de puissance qui permettrait de claquer [11]. Cette stratégie s'est révélée tout aussi infructueuse, malgré les nombreux essais réalisés, notamment en faisant varier le rapport CW/RT. Plus précisément, ces échecs peuvent être classés dans deux catégories : (1) avec un rapport CW/RT faible [12], la focalisation est bonne, mais aucun plasma n'apparaît et (2) avec un rapport CW/RT élevé, on retrouve le cas CW pulsé présenté à la section précédente, et des plasmas apparaissent parfois sur un couple boucle magnétique/SRR non visé.

10. A chaque fois nous avons vérifié qu'il y avait bien focalisation.
11. D'où son appellation alternative de « stratégie de la goutte d'eau qui fait déborder le vase ».
12. C'est à dire un signal CW pulsé d'amplitude inférieure à l'amplitude du signal de RT, à l'émission.

6.5 Hypothèses pour expliquer l'absence de claquage et solutions proposées

Trois hypothèses ont été proposées pour expliquer ces échecs :

(1) le champ obtenu après RT et intensification par le SRR n'est pas suffisant pour claquer ;

(2) l'écart entre la boucle magnétique et le SRR est trop grand : on focalise donc sur la boucle, mais pas sur le SRR ;

(3) la boucle magnétique puise trop de puissance, ce qui n'en laisse pas assez pour claquer.

En ce qui concerne la dernière hypothèse, il n'y a pas grand chose à faire, si ce n'est réduire la taille des boucles magnétiques pour qu'elles captent moins le champ. En revanche, pour les deux autres hypothèses, différentes solutions peuvent être envisagées. Nous proposons donc de les détailler ci-dessous.

6.5.1 Hypothèse (1) : champ trop faible

Une première hypothèse proposée pour expliquer l'absence de claquage était que le champ électrique atteint dans le gap n'était pas suffisant. Différentes solutions sont envisageables.

Premièrement, changer la fréquence utilisée. En effet, en théorie le diamètre de la tache focale est de l'ordre de $\lambda/2$. Augmenter la fréquence devrait donc conduire à une réduction de la taille de la tache focale et à une augmentation de la densité de puissance (ou champ) au point de focalisation. Se pose alors la question du choix de la fréquence. Une caractérisation de l'amplificateur faite par le CEA montre que, contrairement à ce qu'indiquent ses spécifications, la puissance de sortie s'effondre entre 3 GHz (un peu moins de 3 kW) et 2,5 GHz (quelques dizaines de Watts). Il faut donc éviter cette gamme de fréquences [13] [14]. En revanche, la puissance de sortie est maximale à 4 GHz (un peu plus de 3 kW). Nous avons donc choisi d'utiliser cette fréquence.

Une deuxième solution est de réduire la taille du gap, puisque le champ dans le gap est environ inversement proportionnel à celle-ci (cf. Chapitre 5.2.2). Ainsi, en passant de 1 mm à 200 µm, le champ électrique dans le gap devrait être multiplié par 5 environ.

6.5.2 Hypothèse (2) : écart entre la boucle magnétique et le SRR trop grand

Une autre hypothèse est que l'écart entre la boucle magnétique et le SRR est trop grand. On focalise donc bien sur la boucle magnétique, mais pas sur le SRR. Cette possibilité a déjà été présentée au Chapitre précédent [15]. Une solution pour résoudre ce problème est de colocaliser le SRR et la boucle magnétique. Cela était impossible avec les SRR à 2,8 GHz, trop grands, mais il serait possible de le faire avec des SRR plus petits.

6.5.3 Solution retenue

La solution retenue a donc été de fabriquer des SRR plus petits, résonants à 4 GHz, avec un gap de 200 µm (SRR de 2ème génération) et à les fixer directement sur les boucles magnétiques (solution à couplage fort). Pour plus de détails, on pourra se référer au chapitre précédent.

13. D'après nos essais, à 2,8 GHz la puissance de sortie semble encore acceptable, mais il est plus sûr de ne pas se trouver dans cette gamme de fréquence.

14. On notera que lors de la thèse de B. Fragge, l'amplificateur ne présentait pas ce défaut, d'où l'utilisation de SRR à 2,8 GHz.

15. Voir section 5.8 et Figure 5.21.

6.6 Essais de claquage par retournement temporel à 4 GHz

Pour ces nouveaux essais de claquage, nous avons donc utilisé des SRR de 2ème génération ($f_{res} \approx 4\,\text{GHz}$ et $g \approx 200\,\mu\text{m}$), colocalisés avec les boucles magnétiques. La fréquence de résonance exacte d'un couple boucle magnétique/SRR dépendant de la position du SRR, nous avons pris soin d'ajuster les positions des SRR afin d'obtenir des fréquences de résonance proches d'un couple à l'autre. L'écart visé entre les trois couples était de 10 MHz ou moins, mais en se laissant la possibilité d'aller jusqu'à 20 MHz (soit 0,5 % de la fréquence de résonance), si 10 MHz se révélait trop compliqué à atteindre [16] [17]. La Figure 6.12 montre un exemple de réponse fréquentielle pour les trois couples boucle magnétique/SRR après ajustement. Les fréquences de résonance sont ici de $f_{res3} = 3{,}996\,\text{GHz}$, $f_{res5} = 4{,}001\,\text{GHz}$ et $f_{res6} = 4{,}003\,\text{GHz}$, soit un écart maximal de 7 MHz (environ 0,2 % de la fréquence de résonance). Un si faible écart en termes de fréquence de résonance permet de s'assurer que l'adressage des SRR est bien réalisé via les signaux de RT, et non via l'envoi de signaux à différentes fréquences, comme cela a par exemple été fait par Singh et al. [39].

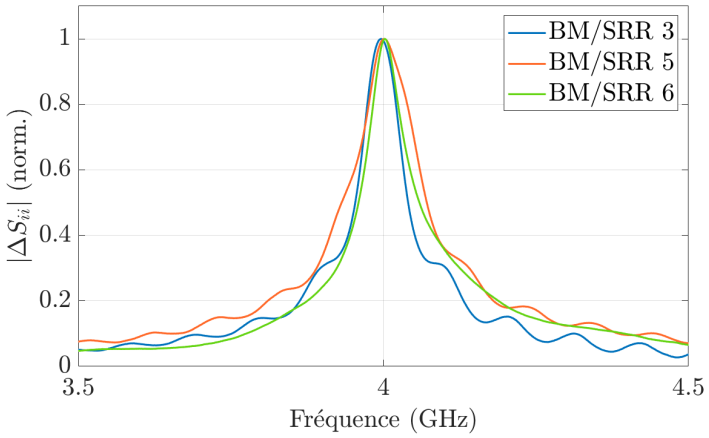


Figure 6.12 – Exemple de réponse fréquentielle des couples boucle magnétique/SRR

6.6.1 Premiers claquages

Remarque : Dans ce Chapitre, par « un pic », « une impulsion » ou « mono-impulsion », nous désignons le fait de générer un seul pic de RT par fenêtre d'amplification de 10 µs [18]. *Et par « multi-impulsions » ou « plusieurs pics », nous désignons le fait de générer plusieurs pics de RT pendant la même fenêtre d'amplification. Dans les deux cas, le signal de RT sera envoyé avec une fréquence de répétition de* 5 kHz, *soit une fenêtre d'amplification toutes les* 200 µs. *Dans le cas mono-impulsion, on a donc un pic de RT toutes les* 200 µs *et dans le cas multi-impulsions N pics de RT en* 10 µs, *puis plus rien avant la fenêtre d'amplification suivante.*

16. Du fait de la grande sensibilité de la fréquence de résonance à la position du SRR, il est facile de faire une erreur et empirer les choses en essayant d'ajuster la position du SRR. Quand on ne le fait pas tomber par inadvertance ...

17. On notera que les SRR ayant tendance à se décoller du kapton après quelques jours, cet ajustement a dû être réalisé plusieurs fois. A chaque fois, le même SRR était fixé sur la même boucle magnétique.

18. Pour rappel, l'amplificateur utilisé est un amplificateur pulsé. Voir Chapitre 3.3.2.2 et Figure 3.7.

Après avoir mis en place ces nouveaux SRR et ajusté les fréquences de résonance des ensembles boucle magnétique/SRR, nous avons pu entamer cette nouvelle campagne d'essais de claquage par RT. Nous avons alors réussi à claquer par retournement temporel, une première fois avec un signal de RT comportant 10 pics de 10 ns par fenêtre d'amplification, puis avec un unique pic de 10 ns par fenêtre [19]. La Figure 6.13 montre un exemple de plasma ainsi obtenu (point lumineux au niveau du gap du SRR).

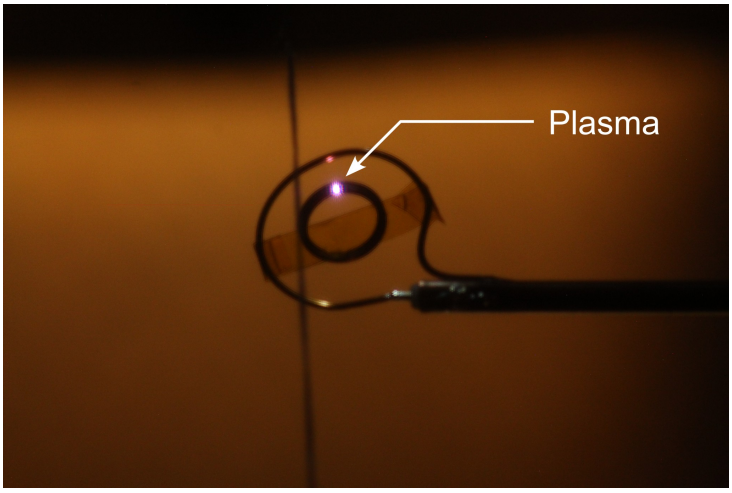


FIGURE 6.13 – Zoom sur la boucle magnétique 5
(Note : Cette photo a été prise depuis le côté opposé de la cavité par rapport à la Figure 6.16, ce qui explique pourquoi l'orientation de la boucle magnétique est inversée.)

Remarque : Sur cette photo on perçoit bien la couleur violette des plasmas d'air. Cette lumière est engendrée par la désexcitation des atomes et molécules du plasma : lorsque un électron descend d'un niveau d'énergie élevé vers un niveau d'énergie plus bas, il émet un photon, comme mentionné au Chapitre 1.2. On notera que les photons émis lors de la capture d'un électron par un atome sont d'énergies plus élevées : leurs longueurs d'ondes se situent dans le domaine UV et ils sont donc invisibles [20]

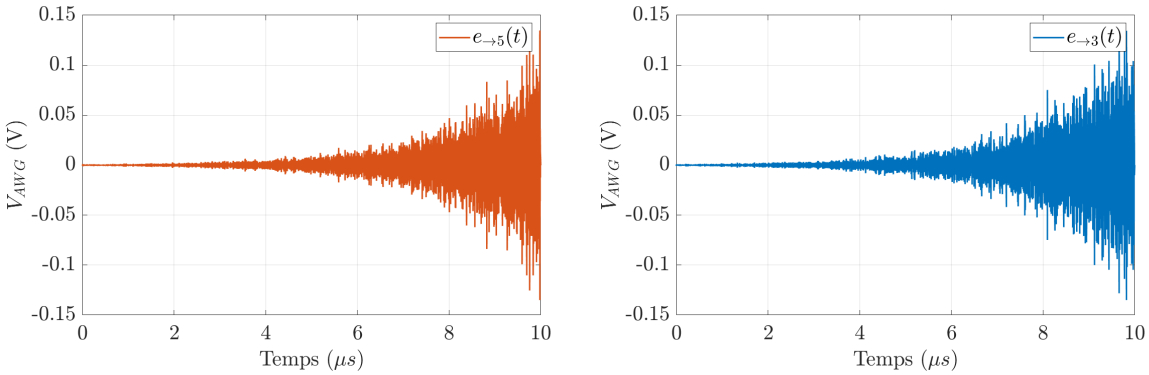
Après avoir réussi à claquer une première fois, différentes expériences ont été menées afin de valider la méthode employée et identifier ses limites. Celles-ci sont détaillées dans les sections suivantes.

6.6.2 Démonstration de la sélectivité

Pour démontrer la sélectivité du claquage par retournement temporel, des signaux $e_{\rightarrow i}(t)$ permettant de focaliser un unique pic de RT de 10 ns sur les boucles magnétiques 3 et 5 ont été générés, conformément à la procédure décrite au Chapitre 3.5. La fréquence de porteuse était $f_c = 4\,\text{GHz}$ et la durée totale des signaux de 10 µs. La Figure 6.14 montre les signaux ainsi créés. Comme précédemment, ces signaux ont ensuite été émis par l'AWG_{RT} avec une fréquence de

19. Le premier claquage a eu lieu avec $10 \times 10\,\text{ns}$ simplement parce que nous avons essayé ce signal en premier.
20. L'énergie de ces photons est égale à l'énergie d'ionisation, soit $E_{ion\,N_2} \approx 15,6eV$ pour le diazote et $E_{ion\,N_2} \approx 12,1eV$ pour le dioxygène.

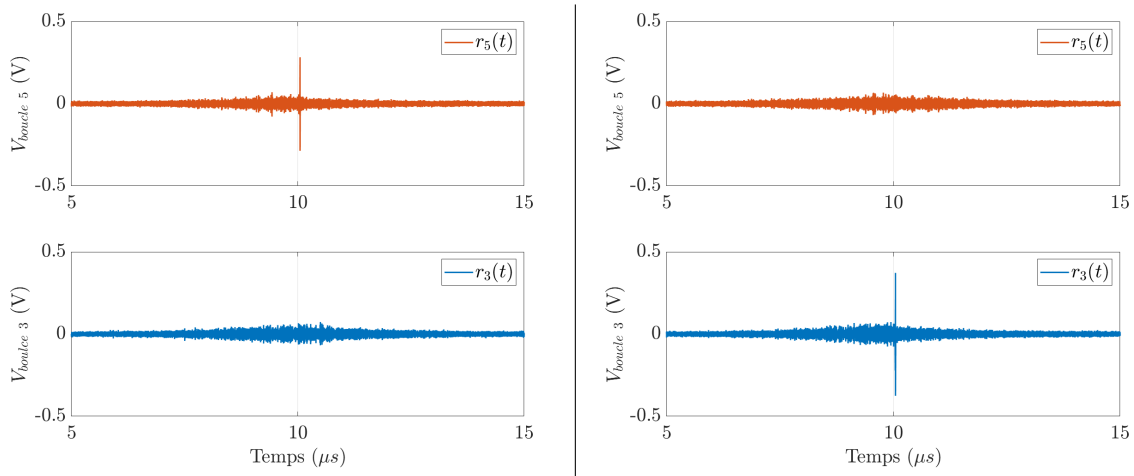
répétition $f_{rep} = 5\,\text{kHz}$, amplifiés par l'amplificateur de puissance [21] (environ 3 kW en sortie), puis injectés dans la cavité.



(a) Signal $e_{\to 5}(t)$ (b) Signal $e_{\to 3}(t)$

Figure 6.14 – Signaux émis par l'AWG$_{\text{RT}}$ pour focaliser sur les deux couples boucle magnétique/SRR
(Paramètres : 1 pic de 10 ns, $f_c = 4\,\text{GHz}$, durée fenêtre amplification $\Delta t_{fen} = 10\,\mu\text{s}$)

Après propagation des ondes dans la cavité, les signaux reçus sur les différentes boucles magnétiques sont enregistrés avec l'oscilloscope (Figure 6.15). Lorsque le signal $e_{\to 5}(t)$ permettant de focaliser sur la boucle magnétique 5 est émis (Figure 6.14a), un pic de RT est visible sur le signal $r_5(t)$ enregistré sur cette boucle, alors que seul du bruit est visible sur la boucle magnétique 3 (Figure 6.15a). De manière similaire, lorsque le signal $e_{\to 3}(t)$ est utilisé, un pic de RT est observable uniquement sur le signal $r_3(t)$ enregistré au niveau de la boucle magnétique 3 (Figure 6.15b). Il y a donc focalisation temporelle *et* spatiale.



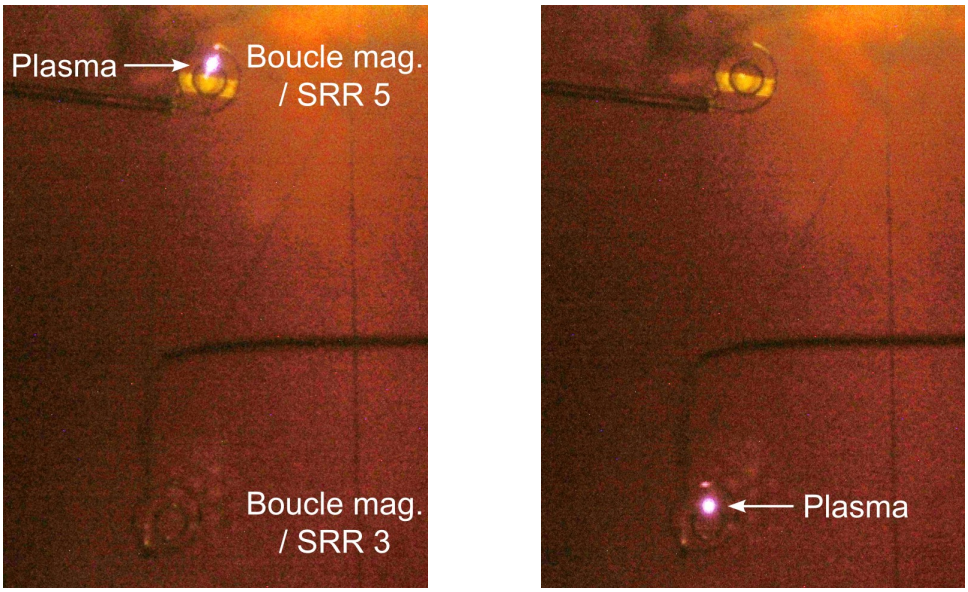
(a) Après focalisation sur 5 (b) Après focalisation sur 3

Figure 6.15 – Signaux $r_i(t)$ reçus sur les boucles magnétiques après retournement temporel
(Paramètres : 1 pic de 10 ns, $f_c = 4\,\text{GHz}$, durée fenêtre amplification $\Delta t_{fen} = 10\,\mu\text{s}$)

21. Pour rappel, l'amplificateur utilisé est un amplificateur pulsé, dont le rapport cyclique ne doit pas dépasser 6 %. Avec des signaux de 10 µs et une fréquence de répétition de 5 kHz, le rapport cyclique est de 5 %, ce qui est acceptable.

Remarque : Les valeurs de tensions indiquées ici doivent uniquement être prises à titre indicatif : les signaux sont atténués de 60 dB *(soit un rapport 1000 en tension) avant l'entrée de l'oscilloscope pour éviter de l'endommager. A cette atténuation identique pour les deux signaux, s'ajoutent les sensibilités des boucles magnétiques, différentes d'une boucle à l'autre, et des longueurs de câbles coaxial semi-rigides différentes dans la cavité.*

Si l'on regarde désormais à travers la fenêtre blindée de notre cavité, il est possible de voir les plasmas générés sur les deux SRR (Figure 6.16). Lorsque l'on focalise sur l'ensemble boucle magnétique/SRR 5, seul un plasma est visible sur ce SRR. De même, lorsque le couple boucle magnétique/SRR 3 est ciblé, on observe un plasma sur ce SRR uniquement. Il est donc possible de claquer des plasmas de manière sélective par retournement temporel avec des impulsions de 10 ns seulement.



(a) Focalisation sur 5 (b) Focalisation sur 3

FIGURE 6.16 – Plasmas obtenus par retournement temporel

Notons qu'en théorie il est aussi possible de claquer à n'importe quel autre endroit de la cavité. Par exemple, dans la même série d'essais que celle présentée ci-dessus, nous avons aussi démontré le claquage sélectif sur l'ensemble boucle magnétique/SRR 6. Nous avons cependant décidé de ne pas l'inclure ici, car cette boucle est beaucoup plus éloignée des deux autres (environ 40 cm plus haut), ce qui rend l'expérience moins démonstrative. Par ailleurs, cet éloignement oblige à prendre des photos avec un grand angle de vue, difficilement exploitables : les SRR et plasmas déjà petits sur les plans serrés de la Figure 6.16, le sont encore plus. Le lecteur intéressé pourra toutefois consulter l'Annexe E où nous avons inclus un exemple de claquage sur chacun des trois couples boucle magnétique/SRR.

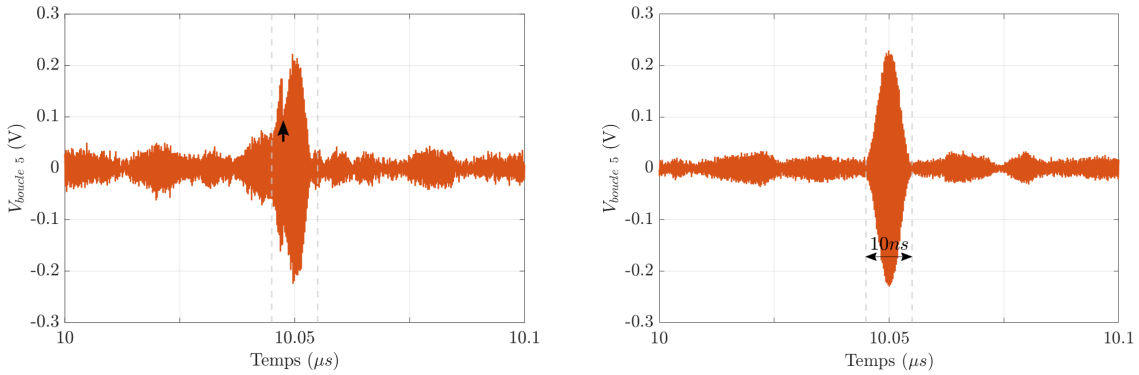
Nous venons donc de démontrer la possibilité de claquer des plasmas par retournement temporel de manière sélective, dans l'air, à pression atmosphérique. Il s'agit d'une première à notre connaissance, le claquage sélectif de plasma par RT ayant uniquement été démontré

dans l'argon à très basse pression auparavant (voir Mazières [1][57]). Il s'agissait là du premier objectif de la thèse. Avant de passer aux essais d'allumage, l'objectif numéro 2, prenons un peu de temps pour étudier les plasmas générés, certains paramètres influençant le claquage et vérifier que notre stratégie utilisant des SRR pour claquer fonctionne comme prévu.

6.6.3 Signature électromagnétique du plasma

Commençons par nous intéresser de plus près à un pic de RT dans le cas où l'on claque. Comme le montre la Figure 6.17a, on observe un creux dans le pic de RT (indiqué par la flèche noire). Dans cette série de mesure (5 pics de RT enregistrés), la chute du signal est d'environ 40 % à 50 %[22]. Si l'on envoie maintenant le même signal de RT avec une puissance réduite[23], aucun plasma n'apparaît et ce creux est absent (Figure 6.17b). Ce creux semble donc être une signature électromagnétique de l'apparition du plasma (=claquage), de manière similaire à ce que nous avons pu observer plus tôt en régime CW pulsé.

Remarque : La forme en creux s'explique probablement ici par le fait que l'apparition du plasma engendre une diminution du signal reçu, ensuite compensée par la croissance du pic de RT.



(a) Puissance nominale : plasma (b) Puissance réduite : pas de plasma

Figure 6.17 – Signaux reçus sur la boucle 5 après refocalisation - Zoom sur le pic de RT
(Paramètres : 1 pic de 10 ns, $f_c = 4$ GHz, $f_{rep} = 5$ kHz)

Comme en CW pulsé, différents phénomènes peuvent être à l'origine de cette signature : (1) l'absorption de puissance par le plasma, (2) la modification de la fréquence de résonance du SRR du fait de la présence d'un plasma dans le gap (*detuning*) ou (3) une redistribution des modes dans la cavité qui perturbe le RT. Déterminer quel phénomène domine dans notre cas nécessiterait une étude complémentaire. Celle-ci serait compliquée par le fait que les plasmas sont générés à distance, la petite taille des plasmas, l'environnement électromagnétique complexe (cavité réverbérante et SRR), les courtes échelles de temps (quelques nanosecondes) et l'instationnarité des phénomènes mis en jeu (RT, claquage, ...). Pour le lecteur curieux, nous mentionnerons

22. De manière plus quantitative, le signal commence à diminuer à $t = 10{,}0472\,\mu s \pm 0{,}3$ ns et atteint un minimum à $t = 10{,}0475\,\mu s \pm 0{,}4$ ns (soit 0,3 ns plus tard). La chute de tension est de 84 ± 26 mV. Cette valeur absolue de de chute tension n'a toutefois pas grand intérêt, car elle dépend de la sensibilité de la boucle magnétique et de l'atténuation (câble coaxial et atténuateurs).

23. Diminution de puissance d'un facteur 4, obtenue par l'ajout d'un atténuateur −6 dB entre l'AWG_{RT} et l'amplificateur de puissance.

à nouveau l'article de Iza et al. [42], dans lequel les auteurs s'intéressent au phénomène de detuning pour un SRR alimenté directement via un câble coaxial.

Un autre point intéressant sur la Figure 6.17 est que l'amplitude du pic de RT est quasiment la même, avec un plasma à puissance nominale ($V_{boucle\,5} = 224\,\text{mV}$ pour $P \approx 3\,\text{kW}$), et sans plasma à puissance réduite ($V_{boucle\,5} = 230\,\text{mV}$ pour $P \approx 750\,\text{W}$). Pire, le claquage (pris ici comme le début de la chute de signal), semble survenir à une tension inférieure au maximum du pic de RT dans le cas basse puissance (174 mV contre 230 mV) [24]. Une explication probable est que, d'une part, les signaux de RT sont envoyés toutes les 200 µs et, d'autre part, nous avons déclenché l'enregistrement au bout de quelques secondes, le temps de vérifier la présence du plasma. On peut donc supposer que le (ou les) premiers pics de RT à puissance nominale sont d'amplitudes élevées et engendrent le claquage. A la fin du pic de RT le plasmas disparaît, mais quelques espèces chargées restent dans le gap et abaissent le champ de claquage. Ce sont ces espèces chargées résiduelles, toujours présentes 200 µs plus tard, qui conduisent à un claquage à plus basse tension lors du pic de RT suivant. L'apparition d'un plasma très tôt sur ces pics suivants, conduit ensuite à la diminution de leur amplitude (via un des trois phénomènes cités plus tôt). En revanche, à puissance réduite, les pics de RT sont d'amplitudes trop faibles pour déclencher le claquage initial et le champ de claquage reste élevé tout du long. Aucun claquage n'a lieu par la suite et l'amplitude du pic de RT n'est pas modifiée. Un moyen de vérifier cette explication serait d'enregistrer les 10 ou 20 premiers pics de RT afin de vérifier que les premiers pics ont effectivement une amplitude plus élevée et/ou que le claquage n'a pas lieu tout de suite. Cela a été testé, sans succès, probablement pour des raisons techniques [25].

Ces explications semblent aussi cohérentes avec le fait qu'à une fréquence de porteuse où nous n'avons pas observé de plasma (ni de creux), par exemple 3,6 GHz (plus d'explications sur ce phénomène à la section 6.6.5), le pic de RT à puissance nominale est effectivement plus élevé qu'à puissance réduite (voir Figure 6.18).

Remarque : Les amplitudes des pics de RT entre les Figure 6.17 et Figure 6.18 ne doivent pas être comparées directement. En effet, la fréquence de 3,6 GHz *se trouve en dehors de la résonance du SRR, contrairement à* 4 GHz*. De plus, la puissance de l'amplificateur et la sensibilité de la boucle magnétique ne sont pas tout à fait constantes en fonction de la fréquence.*

Pour finir, nous remarquerons que ce statut de signature plasma est renforcé par le fait que nous avons observé un creux, plus ou moins prononcé, à chaque fois qu'un plasma était visible. La réciproque était aussi vraie, puisque que nous n'avons jamais observé de creux lorsque aucun plasma n'était visible [26]

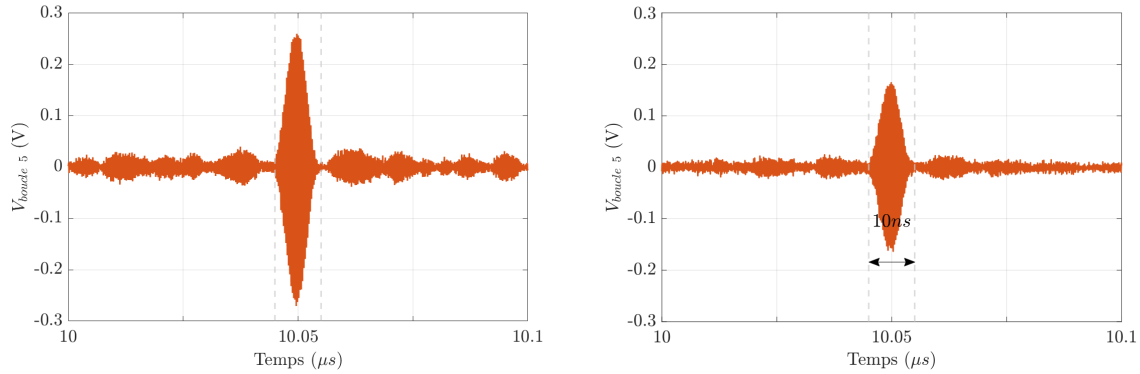
6.6.4 Estimation de l'énergie déposée dans le plasma

Une grandeur intéressant généralement les plasmisciens est la quantité d'énergie déposée dans le plasma ou, alternativement, la puissance nécessaire pour claquer. Dans le cas de plasmas générés

24. Pour rappel, la tension est ici un indicateur très indirect du champ dans le gap.

25. Pour ce type de mesures, il faut utiliser le « mode segmenté » de l'oscilloscope afin de n'enregistrer que les signaux autours des pics de RT, sans enregistrer les 190 µs entre deux fenêtres d'amplification successives pendant lesquelles aucun signal n'est émis.

26. Ce deuxième point est rassurant, puisqu'il veut dire que nous n'avons pas eu de situation où un plasma était présent, mais trop peu lumineux pour être visible.



(a) Puissance nominale (b) Puissance réduite

Figure 6.18 – Signaux reçus sur la boucle 5 après refocalisation en absence de plasma - Zoom sur le pic de RT
(Paramètres : 1 pic de 10 ns, $f_c = 3{,}6$ GHz, $f_{rep} = 5$ kHz)

à distance, cette grandeur ne peut cependant pas toujours être déterminée, comme le remarquent par exemple Singh et al. [39] dans un article sur le claquage de plasmas micro-ondes sur des SRR[27]. C'est aussi le cas ici. Par exemple, il nous est impossible de déterminer la puissance absorbée par le plasma à partir d'un bilan de puissance entre puissance émise et puissance réfléchie : une partie de la puissance émise par l'amplificateur est directement réfléchie à l'entrée de la cavité et, parmi la puissance qui entre dans la cavité, une portion est dissipée par effet Joule au niveau des parois. Par ailleurs, au moment de la refocalisation, une partie seulement de l'énergie injectée est présente dans la tache focale : environ un tiers d'après les estimations de Draeger et al. [48]. Les deux tiers restants se retrouvent répartis sous forme de bruit dans le reste de la cavité. Pour finir, les boucles magnétiques mesurent le champ magnétique aux environs du SRR et non le champ électrique dans le gap du SRR (là où est le plasma). Elles ne peuvent donc pas être utilisées pour estimer la puissance absorbée par le plasma.

Néanmoins, il nous est possible de donner une borne supérieure sur l'énergie injectée. Pour cela, il suffit d'intégrer le signal émis par l'amplificateur et mesuré au travers du coupleur bi-directionnel :

$$E_{émise,RT} = \int_0^{\Delta t_{fen}} \left(\frac{V_{coup}(t)}{R}\right)^2 \cdot \frac{1}{A} dt, \tag{6.1}$$

avec $\Delta t_{fen} = 10\,\mu$s la durée de la fenêtre d'amplification, V_{coup} la tension mesurée au niveau du coupleur (après atténuation), R l'impédance du système, ici égale à $50\,\Omega$, et A l'atténuation du signal sur la chaîne de mesure (ici $A = A_{coupleur} + A_{cables} + A_{attenuateurs} \approx -70$ dB). Après calcul, on obtient une énergie émise par fenêtre d'amplification de :

$$E_{émise,RT} = 2\,\text{mJ}.$$

A titre de comparaison, l'énergie injectée avec un signal CW sur la même durée est bien supérieure :

$$E_{émise,CW} = P_{max\ ampli} \cdot \Delta t_{fen} = 30\,\text{mJ}$$

27. Pour rappel, dans cet article l'adressage des SRR est fait via la fréquence du signal CW émis.

Cela montre bien l'efficacité énergétique du retournement temporel pour le claquage de plasmas.

Remarque : Cet écart important s'explique par le fait que le signal de retournement temporel est en forme d'exponentielle croissante : la puissance émise est donc faible sur une bonne partie de la fenêtre d'amplification[28] [29].

6.6.5 Influence de la fréquence de la porteuse

Après avoir démontré le claquage par retournement temporel, nous avons cherché à vérifier que nous exploitions bien la résonance du SRR pour claquer.

Pour cela, des signaux de retournement temporel permettant de focaliser sur la boucle 5 avec des fréquences de porteuse allant de 3,5 GHz à 4,5 GHz ont été générés[30], les autres paramètres du signal restant quant à eux inchangées (un seul pic de RT de 10 ns par fenêtre d'amplification, fréquence de répétition de 5 kHz, ...). Ces signaux ont ensuite été émis un à un, en vérifiant à chaque fois la présence d'un plasma ou non. Afin de minimiser un potentiel « effet mémoire » dû à la présence d'électrons libres résiduels dans le gap, un délai d'attente entre chaque fréquence, ici arbitrairement fixé à 2 min, a été respecté. Toutes les fréquences ont été testées deux fois dans des conditions comparables. Aucune différence sur la capacité à claquer n'a été observée entre les deux essais.

Les résultats de cette expérience sont donnés sur la Figure 6.19 : le claquage d'un plasma, ou non, est indiqué par un point vert ou une croix rouge, la réponse du SRR en orange pâle et l'amplitude du pic de RT en traits pointillés orange (uniquement pour le deuxième jour, du fait d'un problème d'acquisition le premier jour[31])

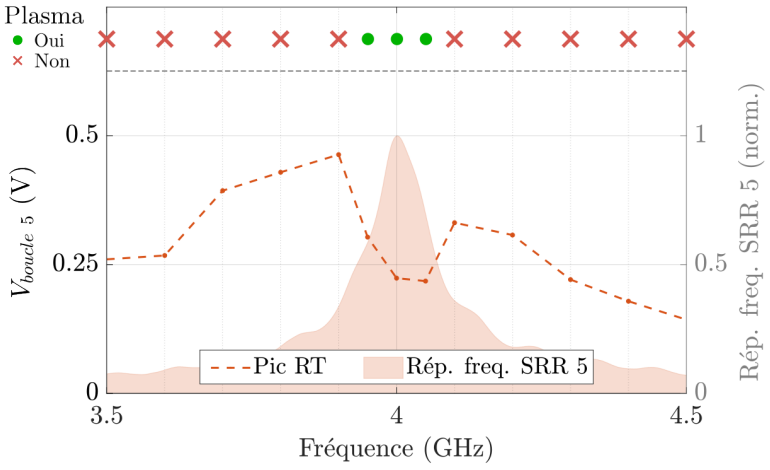


FIGURE 6.19 – Etude de l'influence de la porteuse sur le claquage
(Paramètres : 1 pic de 10 ns, $f_{rep} = 5$ kHz)

28. Faible pour un amplificateur de 3 kW, tout est relatif ...
29. Comme expliqué au Chapitre 2.3.7, le RT 1-bit permet de combler cette lacune du RT en envoyant la puissance maximale pendant toute la durée du RT. Cela permet d'obtenir des pics de RT d'amplitude bien plus importante.
30. Seul le claquage sur l'ensemble boucle magnétique/SRR 5 a été vérifié ici, à la fois car il s'agissait de la boucle la plus visible depuis la fenêtre et par manque de temps.
31. Signaux écrêtés à cause d'un mauvais réglage de l'oscilloscope.

Remarque : L'asymétrie sur la courbe donnant l'amplitude du pic de RT en fonction de la fréquence de la porteuse de la Figure 6.19 provient en partie d'une baisse des performances de la chaîne d'émission à partir de 4,2 GHz.

De 3,5 GHz à 3,9 GHz, aucun plasma n'est visible et la signature du plasma est absente des signaux reçus (voir l'exemple à 3,6 GHz de la Figure 6.18a). En revanche, on constate une augmentation de l'amplitude des pics de RT au fur et à mesure que l'on se rapproche de la fréquence de résonance du SRR. Cette augmentation commence un peu avant la résonance du SRR en elle-même, car les impulsions utilisées ici (10 ns) sont relativement larges dans le domaine spectrale : environ 400 MHz. Ainsi, une impulsion centrée sur 3,8 GHz (par exemple) interagit déjà en partie avec la résonance du SRR.

A partir de 3,95 GHz et jusqu'à 4,05 GHz, un plasma devient visible dans le gap du SRR. Cette observation visuelle est confirmée d'un point de vue électromagnétique, à la fois par la présence d'un creux sur le signal reçu (= signature du plasma, voir Figure 6.17a) et par une baisse brutale de l'amplitude du pic de RT [32].

Pour finir, sur l'intervalle allant de 4,1 GHz à 4,5 GHz, l'amplitude du pic de RT décroît avec la fréquence et au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la résonance. Aucun plasma n'est visible et le signal reçu ne comporte pas le creux caractéristique de la présence du plasma (non montré ici).

Pour résumer, ces différentes observations montrent qu'un plasma n'est présent qu'autour de la résonance du SRR (c'est à dire à 3,95 GHz, 4,0 GHz et 4,05 GHz). Celle-ci joue donc bien un rôle dans le claquage du plasma. Cela valide notre stratégie qui consiste à employer des SRR pour faciliter le claquage.

6.6.6 Influence de la durée du pic de RT

Après avoir étudié l'influence de la fréquence de la porteuse sur le claquage, nous nous sommes intéressés à l'influence de la durée du pic de RT. Pour cela, des signaux $e_{\to 5}(t)$ permettant de focaliser sur le couple boucle magnétique/SRR 5 ont été générés pour des durées d'impulsions allant de 5 ns à 500 ns. Les autres paramètres du signaux étaient inchangés (fréquence de porteuse à 4 GHz, ...). Ces signaux ont ensuite été émis un par un, en vérifiant à chaque fois la présence d'un plasma ou non. Comme précédemment, un délai de 2 min entre chaque essai a été respecté afin d'éviter un potentiel effet mémoire. Toutes les durées d'impulsion ont été testées deux fois un premier jour, puis à nouveau deux fois un autre jour (soit 4 essais au total par durée). En plus de cela, un essai à puissance réduite a été réalisé pour chaque durée afin d'obtenir une courbe de référence de l'amplitude du pic de RT sans claquage [33]. Les résultats de ces essais sont synthétisés dans le Tableau 6.1 et la Figure 6.20.

32. En astronomie, l'utilisation de différents moyens de mesures pour observer un même événement, par exemple dans le visible et avec des ondes radios, est connue sous le nom « d'astronomie multi-messagers ». Par analogie, nous pourrions dire ici que nous faisons de la « détection de plasma multi-messagers » .

33. Réduction théorique de la puissance d'un facteur 10 (soit $\sqrt{10} \approx 3$ sur la tension) par l'ajout d'un atténuateur −10 dB entre l'$\mathrm{AWG_{RT}}$ et l'amplificateur. En réalité, la puissance n'était pas exactement divisée par 10, car la puissance de travail habituelle était proche de la compression de l'amplificateur (compression ≈ niveau de puissance où l'amplificateur n'amplifie plus de manière linéaire).

Durée (ns)		5	10	20	50	100	200	500
Claquage	Oui	2	4	4	2[a]	-	-	-
	Non	2	-	-	2	4	4	4

[a] Dans un essai, le plasma *clignote*.

TABLE 6.1 – Nombre de claquages en fonction de la durée de l'impulsion

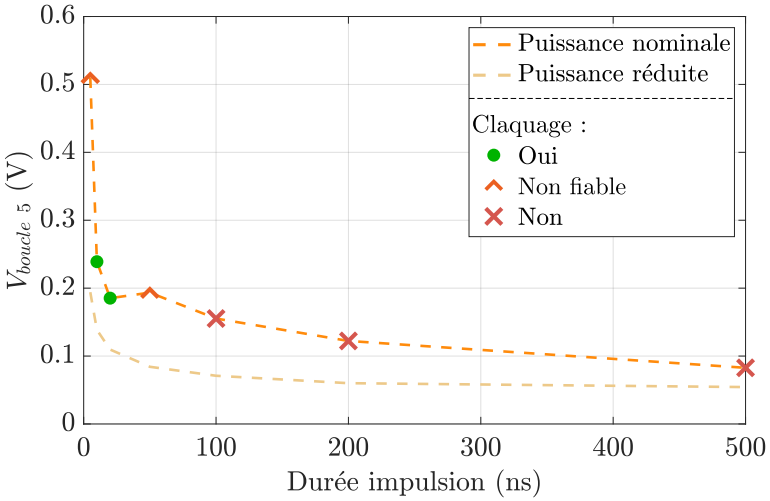


FIGURE 6.20 – Influence de la durée de l'impulsion

Premièrement, on constate que les pics de RT de 10 ns et 20 ns permettent de claquer de manière fiable, tous les essais étant concluants. On observe aussi un creux sur le signal reçu (non montré ici) et, en comparant les courbes à puissances nominale et réduite de la Figure 6.20, on devine une diminution de l'amplitude du pic de RT pour ces deux durées, deux phénomènes caractéristiques des plasmas rencontrés dans cette thèse.

En revanche, pour les longues durées (100 ns, 200 ns et 500 ns), aucun plasma n'a été observé. Comme nous l'avons expliqué au Chapitre 4.2, ces impulsions sont moins larges spectralement, ce qui engendre une moins bonne focalisation spatiale et temporelle, et des amplitudes du pic de RT réduites. L'impulsion de 50 ns fait figure de frontière avec la région précédente, ce qui peut expliquer un claquage plus aléatoire.

Pour finir, à 5 ns, la durée la plus courte, le claquage est aussi peu fiable. Cela vient probablement du fait que la bande passante de cette impulsion est trop large vis-à-vis de la résonance du SRR : une partie seulement de l'énergie est alors utilisée de manière efficace par la résonance, le reste étant « gaspillé » (voir Figure 6.10). Il est aussi possible de reformuler cette explication dans le domaine temporel : la réponse du SRR (environ $10-20$ ns, cf. Chapitre 5.10) n'est assez pas rapide pour exploiter une impulsion aussi courte. A cela s'ajoute le fait que le champ de claquage augmente lorsque la durée d'excitation diminue [25]. Malgré une augmentation de l'amplitude du pic de RT à 5 ns, le claquage reste donc difficile.

Pour finir, ces explications peuvent être résumées en reprenant la Figure 6.9, et plus particulièrement le cas (c), qui semble correspondre le mieux à nos observations. Ainsi, on distingue trois zones (Figure 6.21). De droite à gauche :

(1) au-delà de 20 ns, l'intensification du champ par le SRR est bonne, mais le pic de RT est de faible amplitude. Dans notre cas, le champ électrique dans le gap est inférieur au champ de claquage ;

(2) entre 10 ns et 20 ns, l'intensification du champ par le SRR est bonne et l'amplitude du pic de RT augmente lorsque la durée de l'impulsion diminue. Le champ de claquage augmente lui aussi pour des durées plus courtes. Cependant, dans notre cas, le champ électrique reste supérieur au champ de claquage : il y a donc claquage ;

(3) aux alentours de 5 ns, le champ de claquage devient plus élevé que ce que peut fournir l'effet conjoint du RT et du SRR (dont l'effet d'intensification devient moins important). Il devient alors difficile, voire impossible, de claquer.

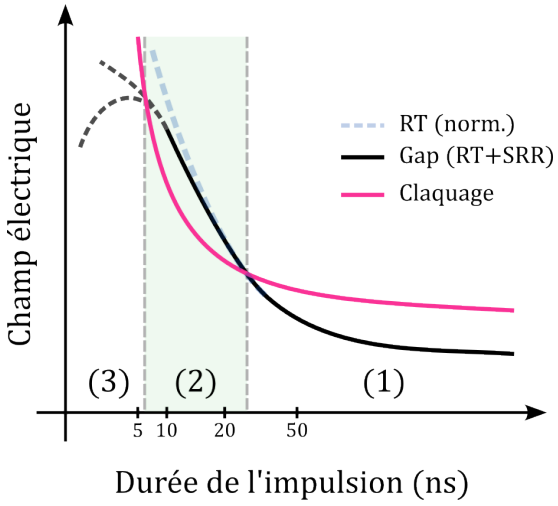


Figure 6.21 – Claquage en fonction de la durée - Schéma

Remarques :

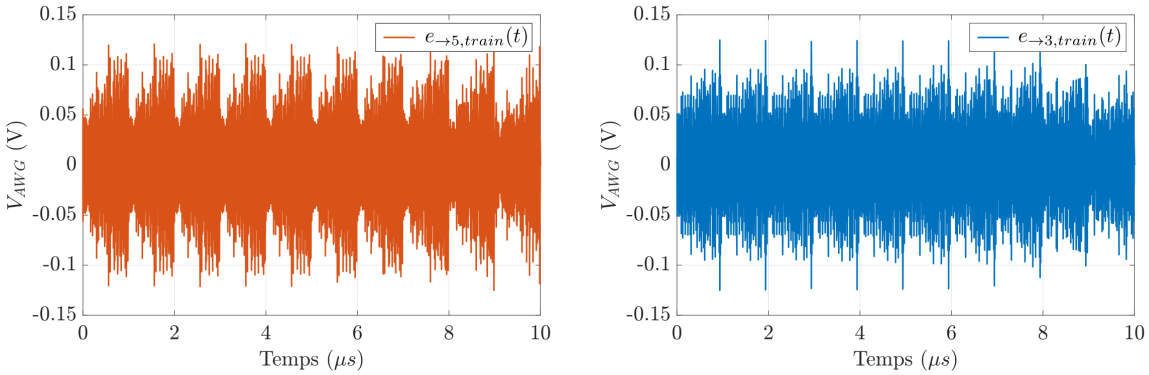
— *Sur la Figure 6.21, la courbe correspondant au RT sans SRR a été mise à la même échelle que la courbe avec SRR afin de montrer l'effet du SRR. Sans cette normalisation, elle serait environ 1000 plus basse (cf. Chapitre 5.1).*

— *Sur cette même figure, les axes ne sont pas nécessairement à l'échelle.*

6.6.7 Cas multi-impulsions

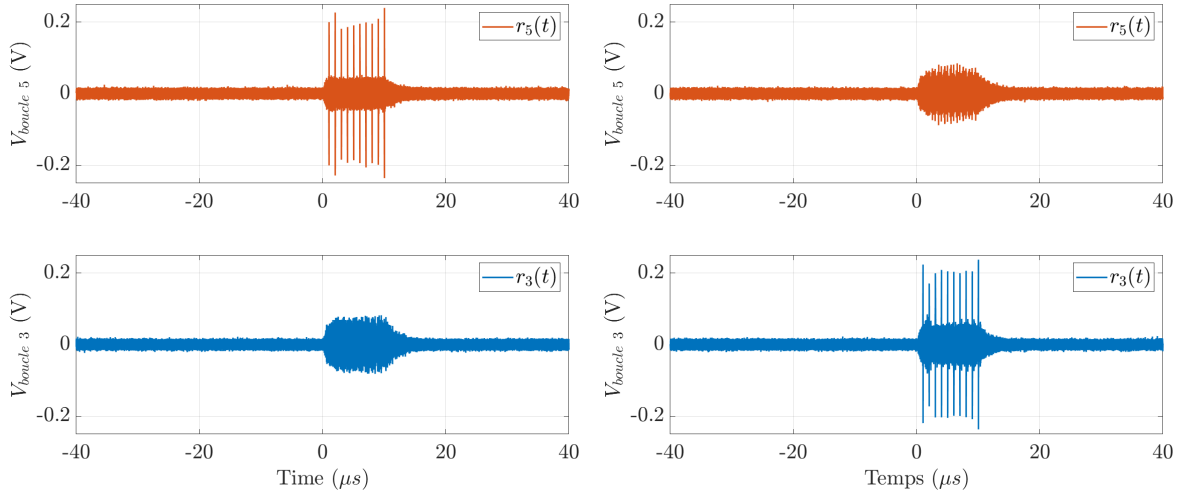
Pour l'instant, nous avons montré uniquement des résultats d'essais réalisés avec une unique impulsion par fenêtre d'amplification. Cela a été fait pour simplifier les commentaires et l'analyse des résultats. Cependant, il est aussi possible de claquer des plasmas avec des signaux contenant plusieurs impulsions [34]. La Figure 6.22 montre un exemple de signaux émis pour générer 10 impulsions de 10 ns et espacées de 1 µs sur les couples 3 et 5. La Figure 6.23 montre quant à elle les signaux mesurés après RT. A titre de comparaison, la Figure 6.24, issue d'un calcul numérique, montre le signal attendu sur la boucle 3.

34. Nous avons en fait réussi à claquer par RT pour la première fois avec un signal contenant plusieurs impulsions, comme mentionné plus tôt.



(a) Signal $e_{\to 5,train}(t)$ émis pour focaliser sur 5 (b) Signal $e_{\to 3,train}(t)$ pour focaliser sur 3

FIGURE 6.22 – Signaux émis



(a) Focalisation sur 5 (b) Focalisation sur 3

FIGURE 6.23 – Signaux reçus après retournement temporel

(Note : sur cette figure, l'échelle de temps est plus grande que sur la Figure 6.22 pour que les pics soient plus proches les uns des autres et qu'il soit ainsi plus facile de distinguer les variations d'amplitude).

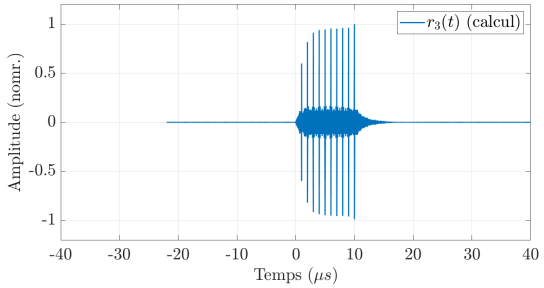


FIGURE 6.24 – Signal reçu après RT sur 3 - Calcul numérique

Comme on peut le constater sur la Figure 6.23, on retrouve bien 10 pics de RT après refocalisation, et ce, uniquement sur la boucle visée. Il y a donc bien focalisation.

On constate aussi que l'amplitude des pics de RT diffère d'un pic à l'autre. Une partie de ces différences d'amplitude est attendue, comme le montre le calcul numérique (Figure 6.24). Cependant, les amplitudes relatives des pics les uns par rapport aux autres ne sont pas les mêmes sur la mesure et sur le calcul numérique. Cela est dû au plasma. Ainsi, si l'on regarde les pics de plus près (Figure 6.25), un plasma n'apparaît qu'à partir du deuxième pic de RT, comme le prouve l'apparition du creux caractéristique (flèche noire). Cela explique pourquoi sur la mesure, le deuxième pic de RT est plus petit que le premier (Figure 6.25), alors qu'en théorie (c'est à dire sans le plasma) ce devrait être l'inverse (Figure 6.24). La signature électromagnétique de l'apparition du plasma est ensuite présente sur tous les pics de RT restants (Figure 6.25). Cela sous-entend qu'un plasma apparaît à chaque pic, et donc qu'il disparaît entre deux pics successifs.

Pour finir, on notera que la raison pour laquelle le plasma n'apparaît pas dès le premier pic, n'est pas très claire. On peut toutefois supposer que, du fait de l'amplitude réduite des pics de RT dans le cas multi-impulsions, l'amplitude du premier pic n'est pas suffisante pour claquer et seulement quelques espèces chargées sont créées. Celles-ci faciliteraient ensuite le claquage lors du second pic. Une autre hypothèse est que le claquage a bien lieu lors du premier pic, mais dans la phase de redescente : la signature du plasma est alors invisible. Une étude avec une caméra ultra-rapide pourrait éventuellement permettre de répondre à cette question.

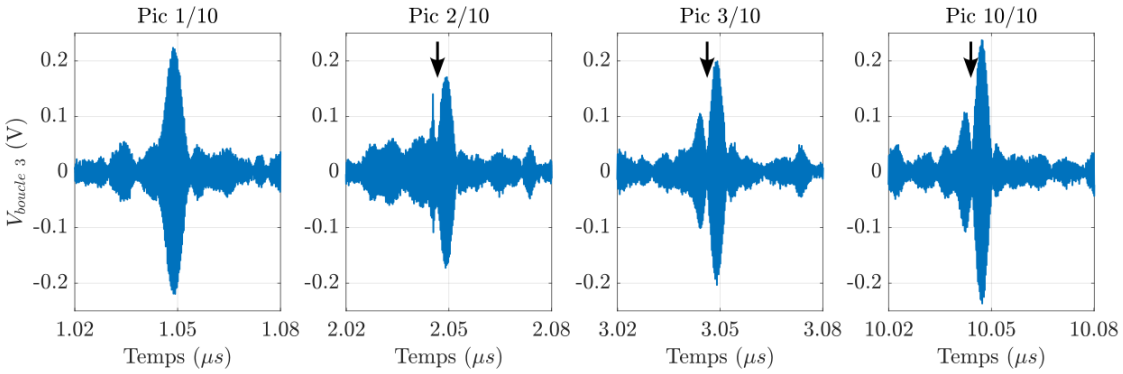


Figure 6.25 – Cas multi-impulsions - Zoom sur quelques uns des pics de RT

6.6.8 Répétabilité du claquage

Lors de ces expériences, nous n'avons pas étudié la répétabilité du claquage par RT. A la place, nous avons préféré utiliser le peu de temps pendant lequel l'amplificateur était à notre disposition pour étudier l'influence de différents paramètres.

Cependant, au travers de ces différentes expériences, nous avons constaté que le claquage par retournement temporel était plutôt répétable. Ainsi, à 10 ns, 4 GHz, pour des SRR de 2ème générations et pour les trois boucles confondues, 12 claquages avec succès ont enregistrés dans notre journal expérimental. A cela, s'ajoute un certain nombres d'essais non répertoriés, réalisés pour régler l'appareil photo et l'oscilloscope, prendre des vidéos, ... Notons qu'à chaque fois, le claquage avait bien lieu sur le couple boucle magnétique/SRR visé, et non sur un autre couple.

On notera aussi qu'il était possible de claquer de manière continue pendant des durées supérieures à la minute. Pour certains SRR, la durée totale de claquage est même de l'ordre de la

dizaine de minutes. Aucune dégradation visible à l'œil nu des SRR n'a été observée (on constate seulement la présence d'une tache plus foncée sur certains SRR, voir Figure 5.27).

Trois problèmes ont toutefois été rencontrés :

1. pour certains SRR, nous avons observé une impossibilité totale à claquer par RT. Cela est peut être dû à une géométrie du gap légèrement différente à l'échelle microscopique (arête émoussée ou peut-être trop saillante, mauvais alignement du gap, ...). A chaque fois, le problème a tout simplement été résolu en changeant de SRR. Le processus de fabrication des SRR doit donc être amélioré si l'on veut augmenter la reproductibilité ;

2. sur certains SRR, après de multiples claquages avec une durée d'impulsion de 10 ns, le plasma se mettait à *clignoter*. Après ce premier clignotement, il devenait de plus en plus difficile de claquer sur ce SRR (claquage au bout de quelques secondes, clignotement, ...), puis tout simplement impossible de claquer. De même, nous avons résolu le problème en changeant de SRR [35] ;

3. suite à une indisponibilité de l'amplificateur du CEA, nous avons dû interrompre nos essais de claquage pendant un mois environ. A la suite de cette pause, il est devenu impossible de claquer sur des SRR avec lesquels nous claquions pourtant très bien avant. Il s'est donc peut être passé quelque chose au niveau du gap des SRR entre temps (oxydation, adsorption d'eau à la surface, ...). L'utilisation de signaux de RT 1bit afin d'augmenter l'amplitude de RT a permis de claquer à nouveau (signaux de RT 1bit visibles sur les Figures 7.5 et 7.6 au Chapitre suivant).

Quelques points restent donc encore à éclaircir vis-à-vis de la répétabilité du claquage et de la résistance des SRR au claquage.

Remarque : Dans les paragraphes ci-dessus, par « claquage continu pendant x minutes » nous entendons : « claquage à l'aide d'un signal de RT envoyé avec une fréquence de répétition de 5 kHz *pendant une durée de x minutes ». Le plasma disparaissant entre chaque pic de RT, il n'y a en fait jamais eu de plasma pendant plus de quelques nanosecondes d'affilée. De même, le nombre de claquages est exprimé à l'échelle humaine : un plasma visible pendant une seconde correspond en réalité à 5000 claquages successifs à l'échelle microscopique.*

6.6.9 Autres diagnostics plasma

Dans cette thèse, nous n'avons pas cherché à caractériser précisément les plasmas créés. Ce n'était pas notre objectif. Les paramètres plasmas usuels tels que la densité électronique ou la température électronique sont donc inconnus.

Un axe d'amélioration pourrait donc être de déterminer ces grandeurs. Il pourrait aussi être intéressant d'étudier la dynamique du plasma à l'aide d'une caméra ultra-rapide afin de corréler plus précisément l'apparition du plasma avec la signature électromagnétique de son apparition.

35. Ce problème ne semble pas lié au clignotement observé à 50 ns, qui est plus probablement lié à la durée d'impulsion. En effet, après que le plasma ait clignoté à 50 ns, nous n'avons eu aucun souci pour claquer à nouveau à 10 ns.

6.7 Synthèse

L'objectif de ce chapitre était de démontrer la capacité du retournement temporel à claquer de manière sélective dans l'air à pression atmosphérique.

Pour ce faire, nous avons commencé par réaliser des essais de claquage en régime CW pulsé (signaux sinusoïdaux de 10 µs avec une fréquence d'environ 2,9 GHz). Le but ici était de valider notre capacité à claquer à l'aide de signaux simples sur un montage un peu modifié depuis la thèse de B. Fragge [2]. Cela nous a aussi permis de montrer, au travers de quelques exemples, que l'envoi de signaux CW pulsés ne permet pas de choisir où a lieu le claquage.

Par ailleurs, nous avons constaté que l'apparition du plasma engendre une diminution du signal reçu sur les boucles magnétiques. C'est ce que nous avons appelé la « signature électromagnétique du plasma ». Différentes hypothèses peuvent expliquer cette diminution du signal : l'absorption de puissance par le plasma, une modification de la résonance du SRR à cause de la présence de plasma dans son gap (detuning) et une redistribution des modes de la cavité en présence de plasma. Ces essais ont donc été un peu plus qu'une simple étape de qualification du montage.

Nous avons ensuite commencé à nous intéresser au claquage par retournement temporel et notamment au choix de la durée du pic de RT. Pour cela nous avons d'abord rappelé que, pour claquer par RT, il est nécessaire que le champ électrique dans le gap engendré par l'action conjointe du RT et du SRR soit supérieur au champ de claquage. Différentes situations peuvent alors apparaître en fonction des conditions expérimentales : dans certaines conditions il possible de claquer peu importe la durée, pour d'autres le claquage n'est possible que pour un intervalle de durée précis, ... Face à la complexité des phénomènes mis en jeu, nous nous sommes finalement arrêtés sur la durée de pic de RT qui semblait optimale d'un point de vue du RT et des SRR : 10 ns.

Les essais de claquage par RT ont ensuite pu commencer. Les premiers essais, réalisés à 2,9 GHz avec des SRR de 1ère génération ($gap > 1$ mm), se sont tous soldés par des échecs. Cela nous a poussé à augmenter la fréquence à 4 GHz et à fabriquer de nouveaux SRR présentant des gaps de seulement 200 µm (SRR de 2ème génération).

Dans un deuxième temps, nous avons donc mené des essais de claquage par RT à 4 GHz. Ceux-ci ont été couronnés de succès. Il est donc bien possible d'utiliser le retournement temporel pour claquer des plasmas, dans l'air, à pression atmosphérique et de manière sélective ! Après ce succès, différentes expériences ont été réalisées. Pour commencer, nous avons montré que le claquage est bien dû à la résonance du SRR. Nous avons ensuite étudié l'effet de la durée du pic de RT : ici, seul des pics de 10 ns et 20 ns permettent de claquer de manière fiable. Cela est probablement dû à l'effet conjoint du RT et des SRR. Nous avons aussi montré un exemple de claquage dans le cas multi-impulsion. Pour finir, nous avons aussi fait quelques commentaires sur la répétabilité du claquage, plutôt bonne ici, et nous avons donné une estimation majorante de l'énergie permettant le claquage : environ 2 mJ avec des impulsions de 10 ns. On notera qu'une partie de ces résultats ont fait l'objet d'un article [64].

Maintenant que nous avons démontré la possibilité de claquer de manière sélective par RT dans l'air à pression atmosphérique, le premier objectif de cette thèse, il est désormais possible de passer au deuxième objectif : l'allumage de carburant.

Chapitre 7

Allumage de carburant par retournement temporel

Après avoir démontré la capacité du retournement temporel à claquer de manière sélective, la dernière étape de cette thèse était de démontrer que les plasmas ainsi générés peuvent allumer du kérosène.

Trois campagnes d'essais d'allumage ont été réalisées en 2025 : la première en Juillet, la deuxième début Octobre et la dernière fin Novembre. Au total, environ une trentaine d'essais, répartis sur une dizaine de séances, ont été réalisés. Ces campagnes d'allumage ont été limitées dans le temps par deux facteurs principaux : la difficulté à claquer par RT, dans un premier temps, puis la disponibilité de l'amplificateur de puissance. Ces trois campagnes d'allumage, ainsi que les difficultés rencontrées, sont présentées dans ce chapitre.

7.1 Montage pour les essais d'allumage

Pour les essais d'allumage, le montage utilisé lors des essais de claquage par RT est complété par l'ajout d'un système permettant d'injecter le kérosène [1] sous forme de spray (= atomisation) dans la cavité (Figure 7.1 et Figure 7.2). Une fois atomisé, le kérosène s'évapore plus rapidement, ce qui facilite la création du mélange gazeux carburant/air propice à l'allumage et à la combustion (voir Chapitre 1.1). Les différents éléments composant ce système d'injection sont décrits ci-dessous.

En premier, on trouve un réservoir de kérosène pressurisé à $P_{rel} = 1{,}5\,\text{bar}$ au moyen du circuit d'air comprimé du laboratoire et d'un réservoir tampon qui permet de lisser les variations de pression. En sortie du réservoir, le débit est contrôlé à l'aide d'un régulateur de débit *Bronkhorst Mini Cori-Flow M13V14I* piloté électroniquement. Généralement, une valeur de débit de $1\,\text{kg}\cdot\text{h}^{-1}$, soit $0{,}28\,\text{g}\cdot\text{s}^{-1}$, était utilisée.

Le kérosène est ensuite injecté dans la cavité sous forme de spray au moyen d'un injecteur ultrasonique *Sonics VCX134ATA*. Celui-ci est constitué d'un boîtier de contrôle et d'un élément vibrant : sous l'effet du signal d'excitation généré par le boîtier de contrôle, l'élément vibrant (ou *atomiseur*) se met à vibrer, ce qui atomise le carburant. L'amplitude et la fréquence de ce signal sont réglables, mais nous avons utilisé les valeurs par défaut : une fréquence d'excitation de 20 kHz

1. Plus précisément du *Jet-A1*.

et une amplitude de 70 % de l'amplitude maximale [2]. La taille des gouttelettes ainsi générées n'a pas fait l'objet d'une caractérisation ici. A la place, on pourra se référer à la caractérisation réalisée par V. Bodoc dans sa thèse [65] : il indique que le diamètre d_{32} est d'environ 80 µm [3]. La documentation technique de l'atomiseur mentionne, quant à elle, une taille moyenne de 50 µm pour un signal d'excitation de 40 kHz [D10]. L'utilisation d'une fréquence d'excitation plus basse dans le cas de la thèse de V. Bodoc [65] (20 kHz, même fréquence que celle que nous avons utilisé) peut expliquer la plus grande taille des gouttelettes dans son cas [4]. Pour finir, on notera que de « grosses » gouttelettes (entre 500 µm et 700 µm) semblent être présentes dans notre cas (estimation à partir d'une photo du spray) : cela peut être normal (queue de la distribution de la taille des gouttes), être lié à un problème de montage ou à un autre phénomène. Nous n'avons cependant pas cherché à étudier cela plus en détail.

Afin de protéger l'atomiseur de la flamme générée lors des essais d'allumage, un système de protection est présent. Celui-ci est composé d'une petite plaque en cuivre montée sur un moteur DC. En début d'essai, la plaque est positionnée de manière à laisser l'extrémité de l'atomiseur dégagée (position ouverte). À la fin de l'injection, le moteur est alimenté pendant une durée prédéterminée (via un relais électromécanique), ce qui la fait pivoter et cache l'injecteur (position fermée). Un petit bloc en *PEEK* [5] collé à la paroi supérieure de la cavité joue le rôle de butée et évite une trop grande rotation de la plaque [6].

En plus de cela, on retrouve aussi un système d'extraction d'air permettant d'évacuer les vapeurs de kérosène (après plusieurs essais d'allumage non-réussis) ou les gaz brûlés (en cas de succès). Notons que l'aspiration n'est pas branchée en permanence, car (1) elle engendre des vibrations qui font varier le niveau des pics de RT et (2) le simple fait de la brancher déforme suffisamment la paroi de la cavité pour changer les paramètres-S et réduire à néant la focalisation (si l'apprentissage a été réalisé sans l'aspiration).

Le dernier élément du système d'injection est un programme `LabView` permettant de contrôler l'ouverture de la vanne-débitmètre, l'excitation de l'atomiseur et la rotation de la plaque permettant de protéger l'atomiseur [7].

En ce qui concerne l'émission et la réception des signaux, on retrouve les mêmes éléments que lors des essais de claquage par retournement temporel (AWG_{RT}, amplificateur, oscilloscope, ...). Dans un premier temps, nous avons aussi réutilisé les couples boucles magnétiques/SRR 3, 5 et 6. Après plusieurs essais, le couple 5 a toutefois été retiré et le couple 3 repositionné plus haut dans la cavité (alors renommé 3H, pour « 3 haut »). Alors que leur positionnement horizontal avait peu d'importance lors des essais de claquage par RT, il est désormais nécessaire d'y prêter attention. En effet, les SRR doivent être placés sur le bord du brouillard de kérosène afin de recevoir suffisamment de carburant pour l'allumage, mais pas trop pour éviter d'être « noyés ».

2. Sur cet appareil, le réglage de l'amplitude du signal est en pourcentage. La valeur absolue n'est pas indiquée par la documentation.

3. Le diamètre d_{32}, correspond au diamètre d'une goutte dont la surface et le volume seraient égaux à la surface moyenne et au volume moyen des gouttes dans le spray.

4. La documentation technique indique qu'augmenter la fréquence du signal d'excitation permet d'obtenir des gouttes plus petites.

5. Pour *polyétheréthercétone*. Le PEEK est un polymère résistant bien à la température.

6. On notera que la rotation du moteur DC n'est pas extrêmement précise, peut-être à cause du délai d'activation du relai électromécanique ou, plus probablement, à cause d'un léger problème de concurrence dans l'implémentation actuelle du programme de contrôle en `LabView`. Les frottements entre l'axe du moteur et l'orifice par lequel il passe semblent aussi entrer en jeu.

7. Programme originellement créé par B. Fragge, puis légèrement modifié lors de ma thèse.

Le système d'injection est représenté de manière schématique sur la Figure 7.1. La Figure 7.2 montre quant à elle un exemple d'injection. On y voit aussi la position des couples boucle magnétique/SRR 3H et 6.

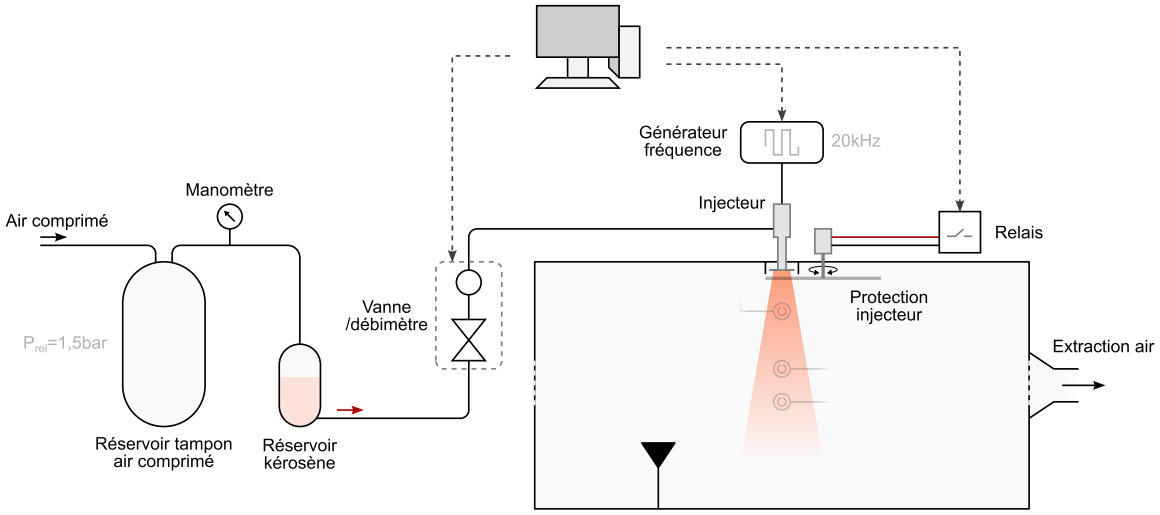
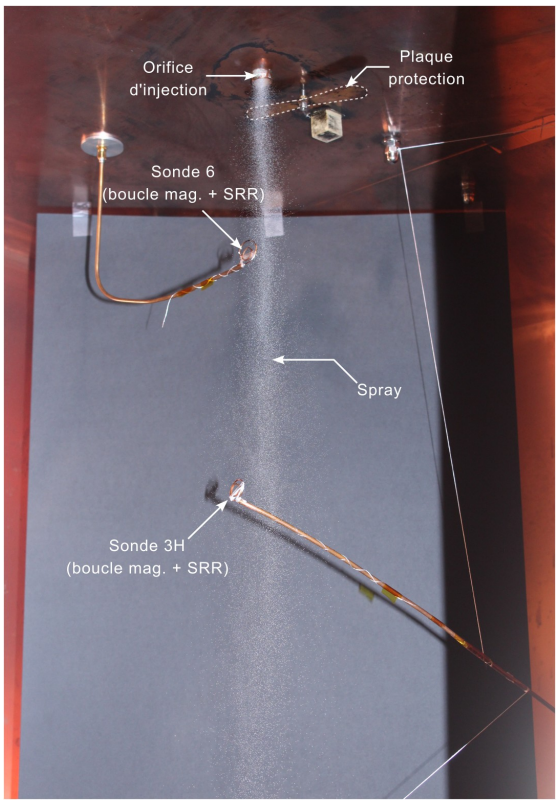
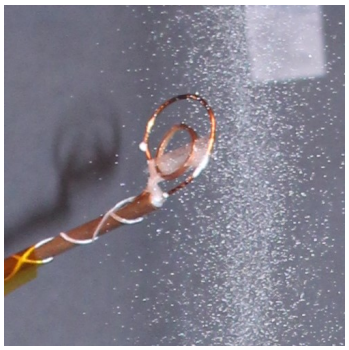


FIGURE 7.1 – Schéma du système d'injection de kérosène
(Note : Certaines vannes et filtres ne sont pas représentés sur le schéma pour plus de lisibilité)



(a) Vue d'ensemble



(b) Zoom sur la sonde 6



(c) Zoom sur la sonde 3H

FIGURE 7.2 – Exemple d'injection

7.2 Déroulement d'un essai d'allumage

7.2.1 Préparatifs

Les essais d'allumage nécessitent quelques préparatifs avant de pouvoir débuter. Ces préparatifs sont relativement longs (environ 1h30 à 2h au total) et doivent être effectués avant chaque séance d'essais. Ils sont en partie responsables du faible nombre d'essais d'allumage réalisés.

La première étape de ces préparatifs consiste à mettre en marche et à vérifier le bon fonctionnement du système d'injection (pressurisation du réservoir, purge des bulles d'air dans la ligne d'admission du carburant, vérification du système de protection de l'injecteur, ...). Le positionnement des couples SRR/boucles magnétiques vis-à-vis du spray est aussi vérifié dans la mesure du possible. Le pointage de la caméra est aussi ajusté si besoin. Une fois ces étapes réalisées, la cavité peut être fermée, idéalement pour ne plus être ouverte avant la fin des essais de la journée (pour éviter de modifier les paramètres-S de la cavité).

La seconde étape des préparatifs consiste à vérifier la capacité à claquer par retournement temporel. Pour cela, les signaux de RT $e_{\rightarrow i}(t)$ permettant de focaliser sur les différents SRR sont générés selon la procédure décrite au Chapitre 3.5. Ces signaux sont ensuite injectés un à un dans la cavité et le bon claquage des plasmas est contrôlé visuellement (comme au Chapitre 6). Une fois ces préparatifs terminés, les essais d'allumage peuvent commencer.

7.2.2 Protocole expérimental

Un essai d'allumage se déroule selon la séquence suivante (Figure 7.3). Premièrement, le signal de RT $e_{\rightarrow i}(t)$ est injecté dans la cavité et l'apparition d'un plasma sur le SRR visé est contrôlé visuellement. Les signaux reçus sur les différentes boucles magnétiques sont alors enregistrés à l'aide de l'oscilloscope. La séquence d'injection automatique, gérée par un programme `LabView`, est ensuite lancée.

Celle-ci commence par l'ouverture de la vanne-débimètre, réglée à $1\,\mathrm{kg \cdot h^{-1}}$ (soit $0{,}28\,\mathrm{g \cdot s^{-1}}$). Après un petit délai permettant au débit de se stabiliser [8] ($\Delta t_{stab} = 2\,\mathrm{s}$ à $3\,\mathrm{s}$) , l'atomiseur est excité (à t_{spray}) pendant une courte durée Δt_{spray} (généralement $0{,}5\,\mathrm{s}$) afin de générer le spray de kérosène. Pendant toute la durée de l'injection, l'allumage, ou non, du carburant est contrôlé visuellement via la fenêtre blindée [9]. Une fois l'atomisation finie, la plaque de protection pivote afin de protéger l'injecteur (en $\Delta t_{prot} \approx 0{,}1\,\mathrm{s}$) et l'arrivée de carburant est coupée $0{,}05\,\mathrm{s}$ plus tard [10]. Si un allumage a eu lieu, l'essai prend fin et un bilan rapide est effectué en vue de faire un éventuel nouvel essai d'allumage (tenue du SRR, ...).

En cas de non allumage, le système de protection de l'injecteur est remis en position ouverte pour pouvoir réaliser une nouvelle injection. Le claquage sur le SRR visé doit alors à nouveau être vérifié, celui-ci pouvant s'être éteint entre temps. S'il claque toujours, deux à trois nouvelles injections sont réalisées, toujours suivant la même procédure. Si au bout de ces injections supplémentaires aucun allumage n'a eu lieu, l'essai d'allumage est déclaré un échec.

Pour finir, à la fin d'un essai, l'aspiration est mise en place afin d'évacuer les gaz brûlés ou les vapeurs de kérosène.

8. Pendant ce délai, le kérosène goutte tout simplement dans la cavité, l'atomiseur n'étant pas énergisé.
9. Il faut être deux pour réaliser ces essais, les différents appareils ne se trouvant pas à côté de la fenêtre.
10. Ce léger délai permet de s'assurer que du carburant arrive pendant toute la durée de l'excitation de l'atomiseur, avec un peu de marge, car celui-ci ne doit pas fonctionner à sec trop longtemps [2].

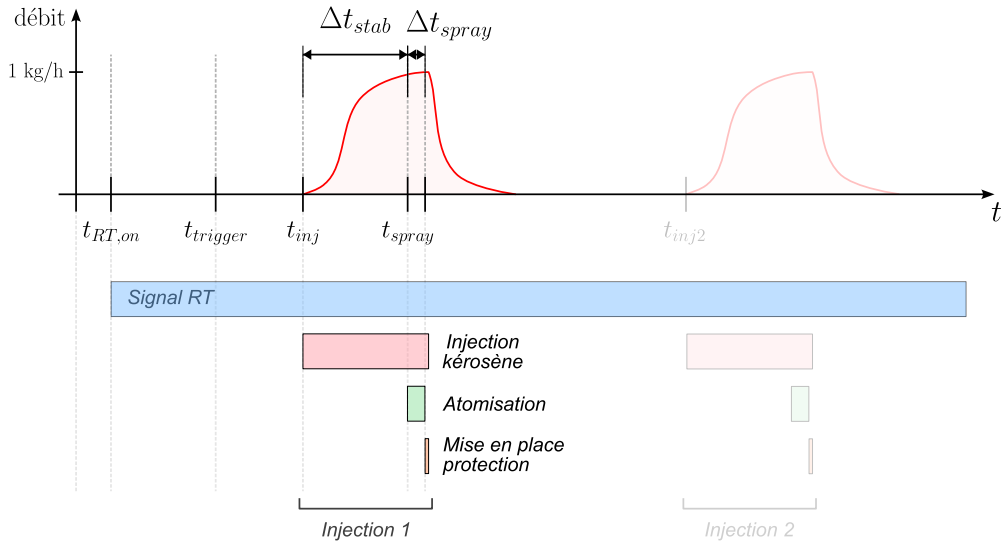


FIGURE 7.3 – Séquence d'injection

Remarque : A chaque fois, nous avons commencé par essayer d'allumer sur l'ensemble boucle magnétique/SRR le plus haut, puis, que ce soit en cas de succès ou d'échecs répétés, sur le couple situé en dessous. Cet ordre a été choisi tout simplement parce que les flammes ont tendance à monter : il aurait été dommage d'allumer en bas au premier essai et, ce faisant, d'endommager la, ou les, boucles se situant au dessus, avant même d'avoir pu les tester.

7.3 Première campagne : premiers essais d'allumage

La première campagne d'essais d'allumage a été réalisée en Juillet 2025, quelques mois après avoir réussi à claquer pour la première fois par RT [11]. La configuration était donc la même que pour les essais de claquage, à savoir :

— des SRR de 2ème génération, résonants à 4 GHz et présentant un gap d'environ 200 µm ;

— trois couples boucles magnétiques/SRR : l'ensemble 3, situé à $z = 25$ cm de haut, le 5, placé environ 12 cm au dessus (soit $z = 37$ cm) et le 6, placé à 17 cm du plafond de la cavité ($z = 83$ cm).

Le premier essai d'allumage a été réalisé avec un plasma généré par retournement temporel (10×10 ns par fenêtre d'amplification, $f_{rep} = 5$ kHz) sur le SRR 6 (en haut). Aucun allumage n'a été observé. Pire, le plasma s'est même éteint lors de l'injection. Différentes hypothèses ont été proposées pour expliquer cela :

(1) un « **manque de robustesse** » **du plasma vis-à-vis du kérosène** ou, autrement dit, le fait qu'un trop petit plasma peut être éteint (noyé) par une goutte de kérosène ;

(2) une **durée de vie trop courte du plasma pour allumer le kérosène**, le plasma n'étant présent que pendant une infime partie du temps (environ 0,05 % du temps en première approximation [12]) ;

11. Ce délai est dû à une indisponibilité de l'amplificateur.
12. Valeur estimée en considérant que le plasma n'est présent que pendant le pic de RT et un signal permettant de générer 10 pics de RT de 10 ns et émis avec une fréquence de répétition de 5 kHz.

(3) une **quantité insuffisante d'énergie déposée**, comparativement à l'énergie minimale d'allumage (voir MIE, au Chapitre 1.1.3.3) ;

(4) une **perte de focalisation lors de la rotation de la plaque de protection en cuivre**, due à une redistribution des modes dans le cavité [13]. Cette hypothèse a été écartée après une brève étude sur le sujet, puis complètement rejetée lors des essais de la 2ème campagne d'allumage [14].

Afin de tester les hypothèses (1) et (2), de nouveaux essais d'allumage avec des signaux CW pulsés d'une durée de 10 µs ont été réalisés, l'utilisation de ce type de signal permettant de maintenir le plasma pendant une plus longue durée. Les cinq essais ainsi réalisés se sont tous conclus par des échecs. En revanche, les plasmas sont restés allumés après injection : les plasmas peuvent donc résister, au moins dans certains cas, à l'injection de kérosène. De plus, sur ces essais CW pulsés, l'absence d'allumage ne peut pas être expliqué par le fait que les plasmas sont présents pendant une trop courte durée. En effet, B. Fragge a réussi à allumer avec des plasmas présents pendant moins longtemps : au maximum 3 µs par fenêtre d'amplification (estimation très majorante pour 7 pics de RT de 200 ns espacés de 500 ns). Ces essais permettent donc d'écarter les hypothèses (1) et (2). En revanche, ils ajoutent de nouvelles hypothèses :

(5) les **gaps des SRR et les plasmas générés sont trop petits**, seulement 200 µm contre 1 mm à 1,5 mm dans le cas de B. Fragge. La probabilité qu'une goutte de kérosène passe à proximité du plasma est donc réduite. La quantité d'espèces propices à l'allumage produite par les plasmas (radicaux libres, par exemple) peut aussi être plus faible du fait de leurs petites tailles ;

(6) un **mauvais positionnement des SRR vis-à-vis du spray**, à la fois horizontalement et verticalement. Le couple boucle magnétique/SRR 6 a été placé à la même hauteur que les SRR lors des essais de B. Fragge (environ $16 - 17$ cm de la paroi supérieure), mais il se peut que son positionnement horizontal soit mauvais. Pour ce qui est des couples 3 et 5, situés beaucoup plus bas, il est possible que le brouillard soit trop dispersé à leur hauteur.

La période de disponibilité de l'amplificateur touchant à sa fin, apporter une réponse à ces questions a dû reporté à la campagne d'essais suivante.

7.4 Deuxième campagne : augmentation de la taille du gap

La seconde campagne d'essais d'allumage a eu lieu deux mois plus tard, fin Septembre-début Octobre 2025, une fois l'amplificateur de nouveau disponible. Pour cette seconde campagne de claquage, différentes solutions ont été mises en place afin d'augmenter les chances d'allumer. Celles-ci se sont principalement concentrées sur la taille du gap et le positionnement des boucles magnétiques.

13. Dans certains essais de compatibilité électromagnétique ou lors d'études sur les statistiques du retournement temporel, une plaque métallique, certes de plus grande taille, est utilisée pour modifier (ou *brasser*) les modes.

14. Une plaque en résine résistante à la température, moins visible par les micro-ondes que le cuivre, a été réalisée par impression 3D entre la 1ère et la 2ème campagne d'essais d'allumage. Le claquage étant finalement possible après rotation de la plaque en cuivre lors de la 2ème campagne, la plaque en résine n'a finalement pas été utilisée. A cela s'ajoutaient quelques inconnues, notamment liée à son inflammabilité, à sa résistance aux très hautes températures (certes, sur de courtes durées), aux éventuelles espèces rejetés lors de sa dégradation thermique et sa résistance au kérosène.

7.4.1 Changements effectués

7.4.1.1 Taille du gap

De nouveaux SRR ont été réalisés (3ème génération), l'objectif étant de trouver « la plus grande taille de gap pour laquelle il est encore possible de claquer de manière sélective ». Après avoir fabriqué plusieurs SRR et réalisé de multiples essais de claquage (toujours à 4 GHz), des plasmas ont été obtenus par RT sur des SRR présentant des gaps allant jusqu'à 950 µm (signaux de RT 1-bit, un pic 10 ns). Le claquage sur ces SRR à très grand gap étant moins fiable, seuls les SRR ayant un gap compris entre 650 µm et 800 µm ont finalement été retenus pour cette campagne [15].

Ces nouveaux SRR présentaient une géométrie de gap de type « plan-arête décalée » (voir Figure 5.8), contrairement aux SRR 2ème génération dont le gap était de type « plan-plan ». Cette différence est due, d'une part, à la méthode de fabrication employée (découpe à la pince coupante), qui engendre une arête au niveau de la découpe et, d'autre part, au fait que nous ayons constaté expérimentalement qu'il était plus facile de claquer lorsque l'arête était décalée.

7.4.1.2 Utilisation de signaux de RT 1-bit

Pour ces essais avec une taille de gap plus grande, des signaux de RT 1-bit ont été employés afin de maximiser les chances de claquer. Pour rappel, cette méthode consiste à modifier le signal émis $e_{\rightarrow i}(t)$ de manière à ce que son enveloppe soit constante, au lieu d'avoir la forme d'une exponentielle croissante (voir le Chapitre 2.3.7 pour plus de détails). Davantage d'énergie est alors émise pendant une fenêtre d'amplification, ce qui augmente l'amplitude du pic de RT d'un facteur 2 à 5 par rapport au RT classique. En retour, la focalisation spatiale est légèrement dégradée. Cette dégradation peut cependant être négligée dans notre cas, puisque nous n'avons pas eu de problème pour claquer de manière sélective.

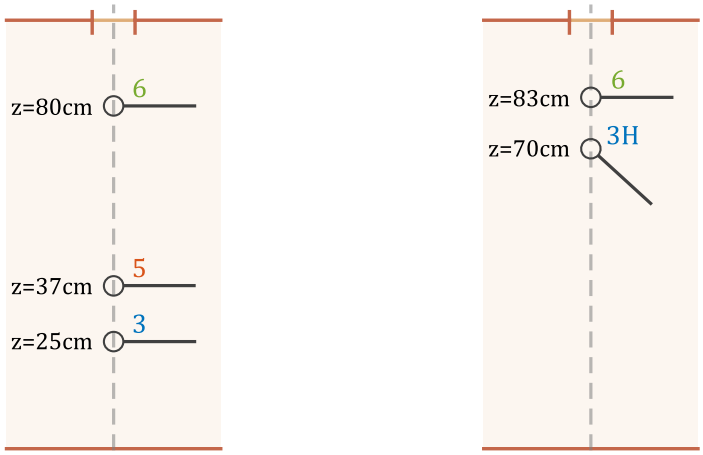
7.4.1.3 Positionnement vertical des boucles magnétiques

A la fin de la première campagne de claquage, une hypothèse pour expliquer l'absence d'allumage sur les couples inférieurs (3 et 5) était que le brouillard de kérosène était trop dispersé à leur niveau. Les premiers essais d'allumages réussis sur le couple 6 (en haut) lors de cette deuxième campagne (voir plus loin, section 7.4.2) ont ensuite renforcé cette hypothèse. Deux modifications ont donc été effectuées en ce sens en milieu de campagne. Premièrement, une nouvelle boucle magnétique a été fabriquée afin de pouvoir positionner le SRR 3 plus haut et donc plus près de l'injecteur. Cette boucle porte le numéro 3H, comme « 3 haut ». La boucle 5, trop difficile à modifier a quant à elle été retirée. La Figure 7.4 montre ces changements.

7.4.1.4 Positionnement horizontal des boucles magnétiques

Différents essais d'injection ont été réalisés afin d'essayer de positionner horizontalement les couples boucle magnétique/SRR vis-à-vis du spray de kérosène. Lors de chaque essai, nous avons essayé d'estimer visuellement si les SRR recevaient trop de kérosène, ou pas assez, lors de l'injection. Nous nous sommes aussi aidés de la quantité de gouttes de kérosène déposée sur des

15. Pour ces SRR, les tailles des gaps ont été mesurées à l'aide d'un jeu de jauges d'épaisseur présentant un pas de 50 µm entre deux jauges successives. On ne peut donc que donner un intervalle de 50 µm dans lequel se trouve la taille du gap (550 µm à 600 µm, par exemple).



(a) Ancienne configuration

(b) Nouvelle configuration

Figure 7.4 – Modification de la configuration des couples boucle mag./SRR

petits morceaux de plastiques utilisés pour protéger les SRR lors des essais d'injection [16]. Malgré ces tentatives d'ajustement, il était difficile de dire si le positionnement des ensembles boucle magnétique/SRR était correct ou non.

7.4.2 Résumé des essais d'allumage

Au total, un peu plus d'une vingtaine d'essais ont été réalisés sur sept séances lors de la deuxième campagne d'essais d'allumage :

- les deux premières séances, aucun allumage n'a eu lieu ;
- lors de la 3ème séance, nous avons réussi à allumer sur la boucle 6 (haut) au deuxième essai, après deux injections ($2 \times 0{,}5$ s d'atomisation, 10 pics de 10 ns espacés de 1 µs et $f_{rep} = 5$ kHz). Quelques photos de cet essai sont disponibles en Annexe F. Le SRR étant tombé après l'allumage, aucun autre essai n'a pu être réalisé sur cette même boucle magnétique. Il a aussi été nécessaire de le remettre en place avant la séance d'essais suivante ;
- lors de la 4ème séance, l'allumage a eu lieu lors du premier essai d'allumage sur la boucle 6, après seulement une injection (0,5 s d'atomisation, 10 pics de 10 ns espacés de 1 µs et $f_{rep} = 5$ kHz). Cet essai, pour lequel davantage de données ont été enregistrées, est présenté plus en détails à la section suivante. Comme précédemment, le SRR 6 est tombé après l'allumage. Plusieurs essais d'allumage sur le couple 5 ont ensuite été réalisés (de $2 \times 0{,}5$ s à $2 \times 0{,}8$ s d'atomisation). Ces essais sur le couple 5 se sont tous soldés par des échecs ;
- pour les essais suivants, le SRR 6 qui était tombé a été remonté, le couple 5 retiré et le couple 3 placé plus haut afin qu'il reçoive davantage de kérosène (position 3H, voir Figure 7.4). Aucun allumage n'a été observé lors de la première séance, malgré de multiples essais réalisés. Supposant une fois de plus un problème de positionnement des boucles/SRR, leur position horizontale a de nouveau été ajustée. Cela n'a pas été concluant, puisque la dernière séance d'essais s'est aussi soldée par une série d'échecs.

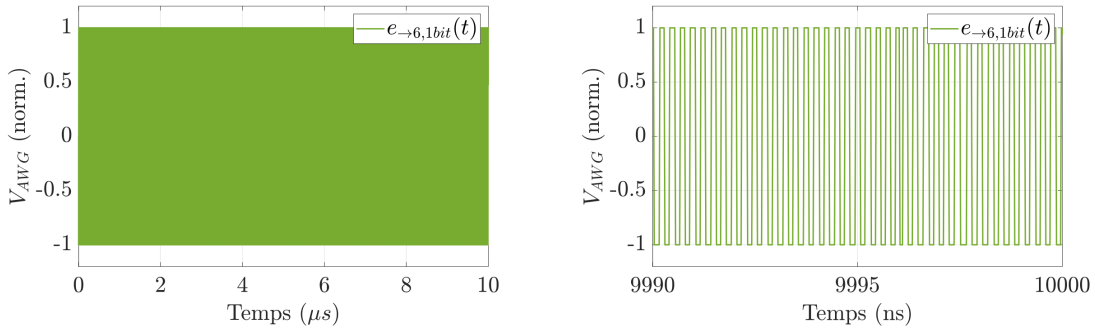
16. Nous avons cherché à protéger les SRR pour : (1) éviter que du kérosène se dépose dans le gap avant le début des essais d'allumage et (2) éviter que le kérosène dissolve l'adhésif du kapton.

Cette deuxième campagne d'essais d'allumage s'est donc soldée par deux essais réussis, à chaque fois « destructifs », et de nombreux échecs.

7.4.3 Un essai d'allumage en détails : essai réussi n°2 du 08/10/2025

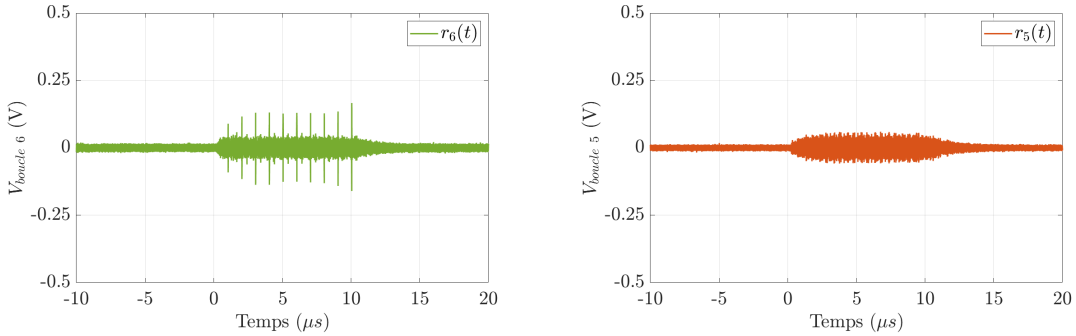
Dans cette section, nous proposons de présenter l'essai réussi du 08/10/2025 un peu plus en détails. L'objectif ici était d'allumer sur le couple boucle magnétique/SRR 6. La taille du gap de ce SRR était comprise entre 750 µm et 800 µm.

Après avoir testé au préalable le claquage avec différents types de signaux (1×10 ns, 1×20 ns, 10×10 ns, ...), nous avons choisi d'employer un signal de RT 1-bit permettant de générer 10 pics de RT de 10 ns. L'idée était ici de maximiser le temps pendant lequel un plasma était présent afin d'augmenter les chances d'allumer. Le signal de RT 1-bit émis $e_{\rightarrow 6,1bit}(t)$ est montré sur la Figure 7.5 à titre indicatif. Malgré son apparence, ce signal contient bien l'information permettant de refocaliser : celle-ci est contenue dans les variations de phase, comme le montre la Figure 7.5b où l'on constate, par exemple, la présence d'une oscillation plus rapprochée à $t = 9996$ ns. Comme précédemment, ce signal a été émis avec une fréquence de répétition de 5 kHz. Après émission du signal et propagation des ondes dans la cavité, les signaux reçus sur les boucles 6 et 5 sont enregistrés à l'aide de l'oscilloscope. Comme on peut le constater sur la Figure 7.6, il y a bien focalisation temporelle et spatiale sur le couple 6.



(a) Signal en entier (b) Dernières 10 ns du signal

FIGURE 7.5 – Signal $e_{\rightarrow 6,1bit}(t)$



(a) Signal reçu $r_6(t)$ sur la boucle magnétique 6 (b) Signal reçu $r_5(t)$ sur la boucle magnétique 5

FIGURE 7.6 – Signaux reçus après retournement temporel

Après vérification de la présence d'un plasma sur le SRR 6, une première injection de carburant a été réalisée (0,5 s d'atomisation, soit 0,14 g de kérosène). Nous avons alors constaté l'allumage du carburant. Le débit de carburant en fonction du temps lors de cette injection est donné à titre indicatif sur la Figure 7.7 [17] La Figure 7.8 montre quelques images extraite d'une vidéo de l'essai [18]. On y voit successivement : le plasma avant allumage (Figure 7.8a, à ce moment l'injection est en cours), l'allumage à $t = t_a$ (première image où l'on voit une flamme, Figure 7.8b), puis quelques images de la combustion (Figure 7.8c à 7.8g). La dernière image (Figure 7.8h) montre la flamme résiduelle due à la combustion de gouttes de kérosène accumulées sur la boucle magnétique et/ou le SRR.

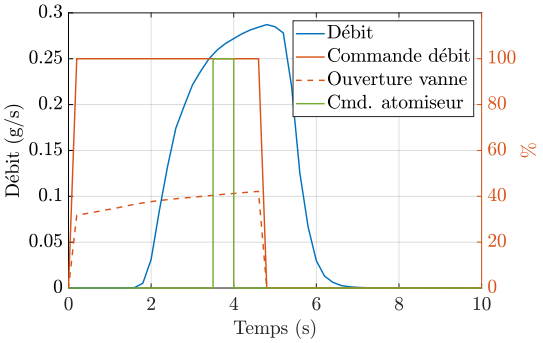


Figure 7.7 – Débit en fonction du temps

Estimation de l'énergie utilisée pour allumer

Afin de comparer l'allumage par RT à l'allumage par une bougie à arc, il peut être intéressant de comparer les énergies mises en jeu dans ces deux cas. Ici, le signal émis par l'amplificateur n'a malheureusement pas été enregistré. Il n'est donc pas possible de s'en servir, comme nous l'avions fait au chapitre précédent (voir Chapitre 6.6.4). A la place, nous sommes donc obligés de réaliser une estimation à partir des spécifications de l'amplificateur.

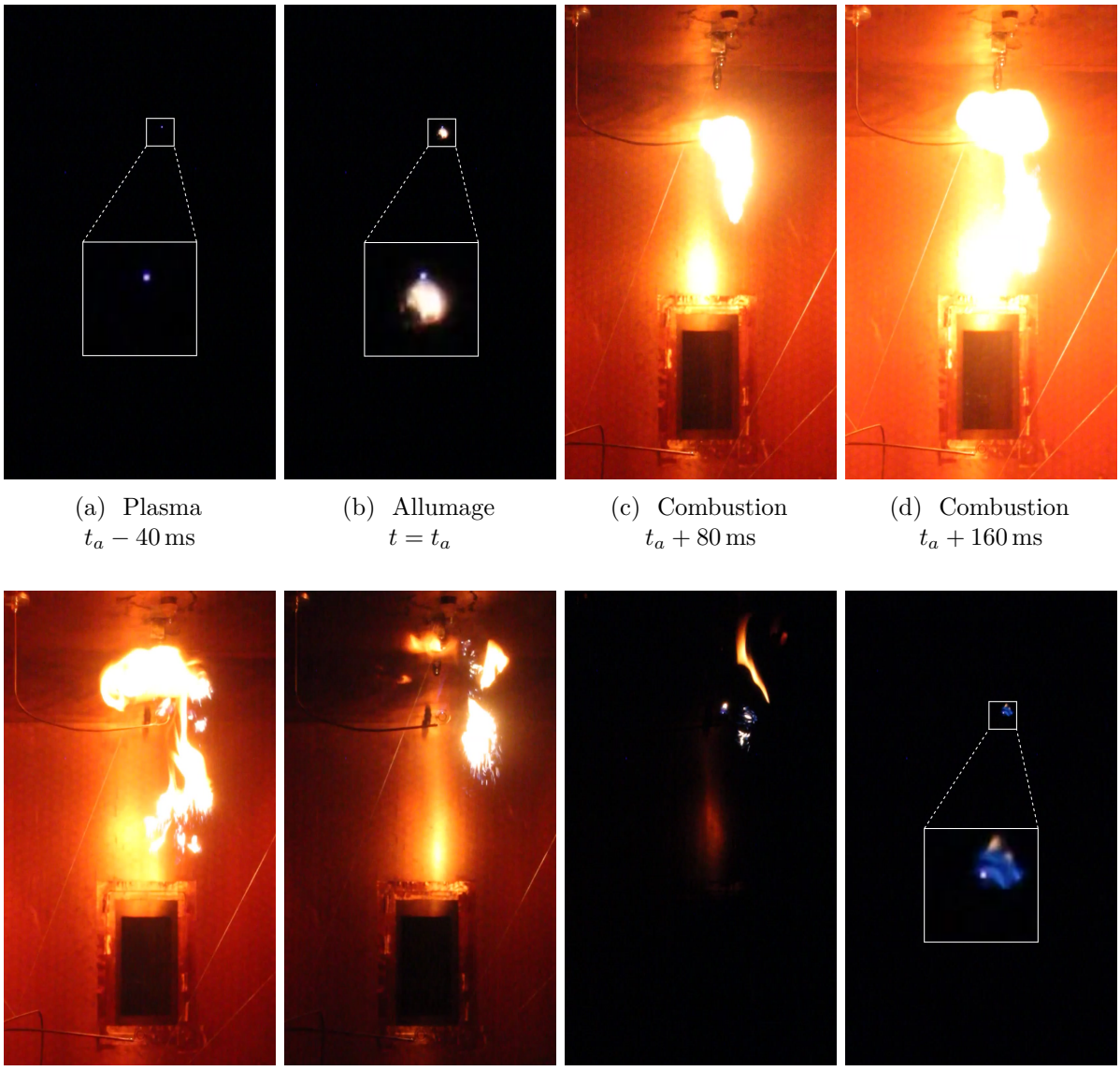
Le signal utilisé pour claquer ici est un signal de RT 1bit : l'enveloppe du signal est donc constante pendant toute la fenêtre d'amplification ($\Delta t_{fen} = 10\,\mu s$). En supposant la puissance délivrée par l'amplificateur au cours de cet essai égale à sa puissance maximale ($P_{max} = 3\,kW$), l'énergie émise par fenêtre d'amplification est de :

$$E_{émise,1fen} \approx \Delta t_{fen} \cdot P_{max} = 30\,mJ$$

Notons qu'il s'agit là d'une borne très supérieure de la valeur d'énergie déposée dans le plasma au cours d'une fenêtre d'amplification, puisqu'une partie de l'énergie émise ne rentre pas dans la cavité (pertes dans les câbles, le circulateur et le coupleur et réflexion du signal à l'entrée de la cavité) et que seulement une partie de l'énergie entrant dans la cavité est présente dans le pic de RT (le reste se retrouve sous forme de bruit dans la cavité [48]).

17. Le lecteur attentif aura remarqué un léger retard entre le débit et la commande de la vanne. Par manque de temps, nous n'avons pas cherché à l'expliquer. Il se peut qu'il soit lié à la vanne-débitmètre (temps de réponse de la vanne ou du liquide à l'ouverture-fermeture, fréquence d'acquisition de la valeur du débit, ...) ou au programme en `LabView` utilisé pour le contrôle du système d'injection (problème de concurrence, ...).

18. Enregistrée à l'aide d'un *Canon EOS 1300D* à 25 images par secondes, soit une image toutes les $\Delta t_{img} = 40\,ms$.



(a) Plasma
$t_a - 40\,\text{ms}$

(b) Allumage
$t = t_a$

(c) Combustion
$t_a + 80\,\text{ms}$

(d) Combustion
$t_a + 160\,\text{ms}$

(e) Combustion
$t_a + 240\,\text{ms}$

(f) Fin de combustion
$t_a + 320\,\text{ms}$

(g) Fin de combustion
$t_a + 400\,\text{ms}$

(h) Flamme résiduelle
$t_a + 480\,\text{ms}$

FIGURE 7.8 – Essai d'allumage réussi n°2 du 08/10/2025

Par ailleurs, nous ne savons pas si l'énergie ayant permis d'allumer le carburant a été délivrée en une seule fenêtre d'amplification ou plusieurs. Afin d'être majorant dans notre estimation, nous prendrons donc en compte toute l'énergie déposée entre la dernière image sans flamme (Figure 7.8a) et la première image où l'on aperçoit une flamme (Figure 7.8b), soit pendant une durée de $\Delta t_{img} = 40\,\text{ms}$. Pendant cette durée, le signal de RT $e_{\rightarrow 6,1bit}(t)$ a été émis $N_{émis} = f_{rep} \cdot \Delta t_{img} = 200$ fois. L'énergie émise par l'amplificateur pour allumer lors de cet essai est donc de l'ordre de :

$$E_{émise,allum} = N_{émis} \cdot E_{émise,1fen} = 6\,\text{J}$$

Cette quantité d'énergie est comparable à l'énergie fournie à une bougie à arc pour claquer [3].

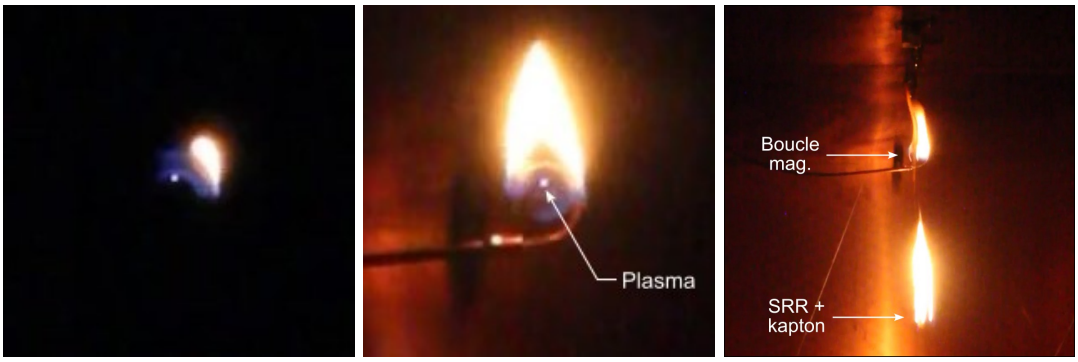
7.4.4 Problèmes liés au kapton

Pour ces essais d'allumage, le SRR était fixé sur un morceau de kapton tendu sur la boucle magnétique. Pour rappel, cette solution a été retenue car elle est facile à mettre en place et elle permet d'ajuster la fréquence de résonance de l'ensemble boucle magnétique/SRR sans trop de difficultés. Cependant, dès les premiers essais d'allumage, elle a montré ses limites, les problèmes suivants ayant été identifiés :

(1) des gouttes de kérosène peuvent s'accumuler sur le kapton, le SRR et/ou la boucle magnétique. Le kérosène étant un bon solvant, le kapton a alors tendance à se décoller ;

(2) après allumage du carburant, le kapton peut se mettre à brûler. Cela est facilité par l'accumulation de gouttelettes de kérosène.

Dans les deux cas, ces problèmes peuvent entraîner la chute du SRR, comme nous avons pu le constater.



(a) Redémarrage de la combustion (essai 2, $t_a + 0{,}52\,\text{s}$)

(b) Combustion (essai n°2, $t_a + 0{,}96\,\text{s}$)

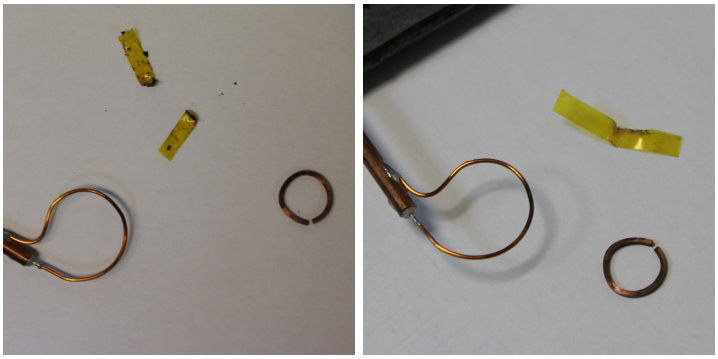
(c) Chute du SRR (essai n°2, $t_a + 1{,}84\,\text{s}$)

Figure 7.9 – Reprise de la combustion sur la boucle magnétique

Ce problème de combustion du kérosène accumulé sur les couples boucle magnétique/SRR est visible sur la Figure 7.9. Plus précisément, la Figure 7.9a montre la combustion en train de reprendre à $t_a + 0{,}52\,\text{s}$, environ 0,1 s après la fin de la combustion du brouillard de kérosène. La Figure 7.9b montre ensuite la combustion du kérosène (et peut être du kapton) toujours en cours, environ 0,4 s plus tard (à $t_a + 0{,}96\,\text{s}$). A ce moment, le kapton et le SRR sont toujours accrochés à la boucle magnétique. Malgré la présence de la flamme, on aperçoit aussi toujours un plasma dans le gap du SRR. La flamme ne doit donc pas perturber de manière significative la

propagation des ondes et le retournement temporel. Pour finir, la Figure 7.9c montre la chute du SRR à $t_a + 1{,}84\,\mathrm{s}$. Le kérosène présent sur la boucle magnétique continue toujours de brûler. Ces photos montrent donc que ce n'est pas la combustion initiale du brouillard de kérosène qui pose problème pour la tenue du kapton et du SRR, mais la combustion des gouttelettes de kérosène déposées sur la boucle magnétique, le SRR et/ou le kapton.

Une fois les essais d'allumage terminés, il est possible d'ouvrir la cavité et de vérifier l'état du montage. La Figure 7.10 montre le SRR, la boucle magnétique et le kapton après les deux essais d'allumage réussis. Dans le cas de l'allumage réussi n°2 (Figure 7.10a), le kapton a brûlé de manière significative. En revanche, dans le cas du premier allumage réussi (Figure 7.10b), le kapton n'a pas beaucoup brûlé. La chute du SRR semble donc ici plutôt due au décollement du kapton sous l'effet du kérosène et de la chaleur.



(a) Après l'essai réussi n°2 (b) Après l'essai réussi n°1

FIGURE 7.10 – Boucle magnétique, SRR et katpon après essais

Une fois le SRR tombé, il est nécessaire de le remettre en place pour l'essai suivant. Cela nécessite d'ouvrir la cavité pour récupérer le SRR, de démonter la boucle magnétique associée, de re-caractériser l'ensemble boucle magnétique et SRR, de remonter le tout dans la cavité, puis de refaire un apprentissage. En plus d'être chronophage, cela pose des problèmes de répétabilité, le positionnement de l'ensemble boucle/SRR vis-à-vis du spray n'étant pas très précis et répétable d'une fois sur l'autre [19]. Cela explique probablement pourquoi nous n'avons pas réussi à allumer sur les autres essais.

7.4.5 Conclusion de la deuxième campagne

Lors de cette deuxième campagne de claquage nous avons réussi à allumer un brouillard de kérosène à l'aide de plasmas nanosecondes générés de manière sélective par retournement temporel sur des SRR présentant un gap compris entre 750 µm et 800 µm. Il s'agit ici d'une première à notre connaissance.

Cependant, pour des raisons principalement liées au montage expérimental et à l'utilisation de kapton, seulement deux essais d'allumage ont été réussis (à chaque fois sur l'ensemble 6, situé le plus haut). Dans ces deux cas les SRR sont tombés et il a donc fallu refaire le montage avant la séance d'essais suivante. Il a aussi été impossible d'allumer successivement sur les deux couples boucle magnétique/SRR au cours d'une même séance d'essais.

19. A cela s'ajoute des problèmes liés à la rigidité des câbles coaxiaux, à la fois trop faible et trop élevée. Trop faible, car les câbles coaxiaux tombent sous l'effet de leur propre poids et nécessitent des suspentes pour les maintenir. Trop élevée, car cette rigidité engendre un effet « ressort », qui complique le positionnent horizontal.

A la fin de cette campagne, des problèmes techniques devaient donc être résolus afin d'améliorer la répétabilité et pour pouvoir démontrer la capacité du RT à allumer en plusieurs positions différentes.

7.5 Troisième campagne : modification de la manière dont sont attachés les SRR

Afin de résoudre les problèmes techniques rencontrés lors de la deuxième campagne, une troisième campagne d'essais d'allumage a été mise en place. Celle-ci a eu lieu fin Novembre 2025, dans les derniers jours de la thèse et de disponibilité de l'amplificateur de puissance.

7.5.1 Solution avec fil de silice

Un des objectifs de cette campagne était de trouver une solution alternative au kapton afin de fiabiliser le montage et réaliser davantage d'essais d'allumage. Le matériau retenu se devait de : (1) être non conducteur et transparent aux micro-ondes, (2) permettre un ajustement facile de la position du SRR et (3) être non-inflammable, contrairement au katpon. Le fil de silice, déjà utilisé précédemment semblait donc tout indiqué. Pour fixer le SRR, il suffit d'enrouler le fil de silice à plusieurs reprises autour de la boucle magnétique, puis de glisser le SRR entre les fils (Figure 7.11). Comme pour le montage utilisant le kapton, la fréquence de résonance peut être facilement ajustée en déplaçant le SRR.



Figure 7.11 – Fixation du SRR sur la boucle magnétique avec du fil de silice

7.5.2 Essais réalisés

Après avoir vérifié que le claquage par retournement temporel était toujours possible avec ce nouveau montage, nous avons pu procéder à de nouveaux essais d'allumage. Seulement quelques essais ont été réalisés :

— les essais sur le couple boucle magnétique/SRR 3H se sont tous soldés par des échecs. On notera toutefois l'apparition d'une brève lumière pendant environ 0,5 s lors de trois injections. Cela semble indiquer un début de combustion, s'éteignant quasi-immédiatement. On peut donc à nouveau supposer que cet ensemble boucle magnétique/SRR n'était pas positionné correctement vis-à-vis du brouillard de kérosène (mélange localement trop pauvre ou trop riche) ;

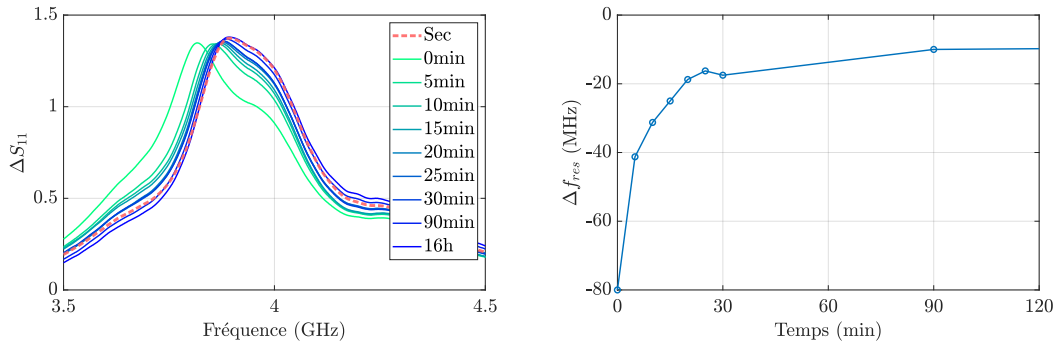
— pour ce qui est des essais d'allumage sur l'ensemble 6 (situé en haut), tous se sont aussi soldés par des échecs. Pire, une extinction du plasma sur le SRR du haut (sonde 6) a été constatée dès les premiers essais. Après extinction du plasma, il était impossible de claquer

à nouveau sur le SRR 6 pendant tout le reste de la séance. Ce problème n'avait pas été rencontré lors de la deuxième campagne d'allumage.

Après ouverture de la cavité, le seul élément suspect était le fait que le fil de silice de la boucle magnétique 6 était imbibé de kérosène (aspect translucide, voir Figure 7.12). En revanche, le fil de silice du couple 3H, situé un peu plus bas, et sur lequel il était toujours possible de claquer, présentait seulement une faible quantité de kérosène.

7.5.3 Influence du kérosène sur la résonance du SRR

Sachant que la fréquence de résonance d'un SRR peut changer lorsque les propriétés du milieu à proximité sont modifiées [20], nous avons réalisé une étude pour déterminer l'impact d'un fil de silice imprégné de kérosène. Pour cela, la réponse fréquentielle d'un ensemble boucle magnétique/SRR utilisant du fil de silice a été mesurée à sec, après ajout de quelques gouttes de kérosène, puis après différentes durées d'attente. Les résultats sont présentés sur la Figure 7.12 : les valeurs « 0 min » à « 16 h » correspondent à la durée d'évaporation. La Figure 7.12b donne quant à elle l'écart Δf_{res} sur la fréquence de résonance en fonction du temps. La Figure 7.13 montre, à titre indicatif, le montage à sec, puis après ajout de kérosène : le fil imbibé de kérosène est facilement identifiable du fait de son aspect translucide.



(a) Réponse fréquentielle (b) Variation de la fréquence de résonance

FIGURE 7.12 – Impact du kérosène sur la résonance d'un ensemble boucle magnétique/SRR



(a) Sans kérosène (sec) (b) Après ajout de kérosène

FIGURE 7.13 – Couple boucle magnétique/SRR avec et sans kérosène

20. Comme montré, par exemple, par ISAKOV et al. [E34] et BOBOWSKI [E46], qui utilisent cette propriété des SRR pour déterminer les propriétés électromagnétiques de différents matériaux.

En présence de kérosène, on observe une diminution de la fréquence de résonance de l'ensemble boucle magnétique/SRR. Plus précisément, l'écart est de 80 MHz au début (courbe « 0 min » sur la Figure 7.12a), puis se réduit au fur et à mesure que le kérosène s'évapore. Ainsi, au bout de 90 min, l'écart n'est plus que de 10 MHz environ. Le lendemain, soit 16 h plus tard, la fréquence de résonance est presque revenue à la normale avec un écart de seulement 3,75 MHz. Ce petit écart résiduel peut être en partie expliqué par la précision de cette mesure [21] et, peut-être, par un petit déplacement du SRR lors de l'ajout du kérosène.

Reste donc à savoir si une telle variation de fréquence de résonance peu empêcher le claquage. Pour répondre à cette question, il suffit de rappeler l'étude sur l'influence de la fréquence de la porteuse réalisée au chapitre précédent (section 6.6.5) : nous avons montré qu'un signal de RT décalé de plus de 50 MHz de la résonance du SRR ne permettait pas de claquer. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les variations dues au kérosène. L'absence de claquage après plusieurs injections est donc très probablement lié à l'absorption de kérosène par le fil de silice.

7.5.4 Solutions potentielles

Une fois le fil de silice détrempé de kérosène, plusieurs options peuvent être envisagées. La première est tout simplement d'attendre que le kérosène s'évapore. Ainsi, d'après la Figure 7.12b, il faut attendre au moins 5 min pour que la différence de fréquence de résonance devienne inférieure 50 MHz et que le claquage redevienne possible. Il s'agit cependant ici d'une valeur minorante, puisque l'étude précédente a été réalisée à l'air libre. Dans la cavité, avec une circulation d'air réduite et des vapeurs de kérosène déjà présente dans l'air, l'évaporation du kérosène est plus lente et il faudrait attendre plus longtemps.

Une autre option serait de générer des signaux de RT $e_{\rightarrow i,\Delta f_{res}}(t)$ prenant en compte ce décalage de la fréquence de résonance. Dans le cas d'un essai d'allumage raté, la quantité de kérosène présente sur le fil de silice et, donc, le décalage à appliquer seraient cependant inconnus. Il faudrait donc générer des signaux pour différentes valeurs de Δf_{res}, puis les tester un par un. Cette méthode n'est pas sans risque, puisque l'évaporation du kérosène contenu dans le fil de silice apporte continuellement des vapeurs de carburant à proximité du gap du SRR. Un allumage inattendu pourrait alors avoir lieu dès le premier claquage.

Par manque de temps, cette solution n'a pas été testée.

7.5.5 Conclusion de la troisième campagne de claquage

L'objectif de cette troisième campagne d'allumage était de rendre plus répétables les essais d'allumage par retournement temporel, notamment en trouvant une alternative au kapton utilisé pour fixer les SRR sur les boucles magnétiques. L'utilisation de fil de silice, résistant aux hautes températures et aux flammes, s'est avérée être une solution inadaptée, puisque qu'il absorbe le kérosène. La fréquence de résonance des couples boucle magnétique/SRR est alors modifiée et le claquage par RT devient impossible.

21. La discrétisation fréquentielle utilisée ici de 1,25 MHz. Il s'agit là d'une discrétisation plus grossière que celle utilisée pour caractériser les SRR habituellement.

7.6 Synthèse

La conclusion de ces essais d'allumage est la suivante : l'allumage de kérosène à l'aide de plasmas claqués de manière sélective, sur des SRR, par retournement temporel est possible. Cependant, ce n'est pas une mince affaire et différents problèmes techniques sont à résoudre afin de viabiliser cette méthode.

Pour arriver à allumer, nous avons dans un premier temps mis en place un système d'injection de carburant. Celui-ci permet d'injecter le kérosène sous forme d'un spray constitué de fines gouttelettes, favorisant ainsi l'évaporation du kérosène et la création du mélange d'air et de vapeurs de carburant propice à la combustion. Une fois ce système mis en place, différentes campagnes d'essais d'allumage ont pu avoir lieu.

Dans la première campagne, nous avons réutilisé les SRR de 2ème génération ($f_{res} = 4\,\text{GHz}$, $gap = 200\,\mu\text{m}$) utilisés lors des essais de claquage par RT du Chapitre 6. Malgré plusieurs essais réalisés, aucun allumage n'a été observé (que ce soit avec des signaux de RT ou des signaux CW pulsés).

Lors de la deuxième campagne, nous avons augmenté la taille du gap afin de générer des plasmas plus grands (SRR de 3ème génération, $f_{res} = 4\,\text{GHz}$, $gap = 650\,\mu\text{m} - 800\,\mu\text{m}$). Nous avons alors réussi à allumer deux fois à l'aide de plasmas claqués de manière sélective par RT. Cependant, les problèmes liés à l'utilisation du kapton et au positionnement des couples boucles magnétiques/SRR, n'ont pas permis d'allumer de manière répétable.

Pour finir, dans une troisième campagne, nous avons cherché à résoudre les problèmes liés à l'utilisation du kapton en maintenant les SRR sur les boucles magnétiques à l'aide de fil silice. Cette solution s'est révélée inadaptée puisque le fil de silice absorbe le kérosène. Une fois le fil imbibé de kérosène, la fréquence de résonance des SRR change et il devient impossible de claquer dessus si l'on ne change pas la fréquence des signaux de RT. Par manque de temps, nous n'avons pas pu corriger ce problème.

Le deuxième objectif de la thèse, à savoir allumer un spray de carburant de manière sélective par retournement temporel, a donc été démontré. A notre connaissance, cela constitue une première. Toutefois, cette démonstration aurait été plus probante si nous avions réussi à allumer de manière successive à deux endroits différents. Les difficultés rencontrées et le manque de temps n'ont pas permis d'obtenir ce résultat.

Conclusion et perspectives

Contexte et objectifs

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre d'un projet de recherche visant à mettre au point un nouveau système d'allumage pour des applications aéronautiques. Plus précisément, il s'agit d'utiliser le retournement temporel (RT) afin de focaliser des micro-ondes en un point donné pour y déposer de l'énergie et engendrer un plasma, ce plasma allumant ensuite le carburant. Cette thèse faisait suite à deux thèses. Dans la première, V. Mazières [1] a démontré qu'il était possible de claquer des plasmas par RT de manière sélective dans de l'argon à très basse pression. Dans la seconde, B. Fragge [2] s'est intéressée au claquage par RT mais dans l'air et à pression atmosphérique sur des initiateurs de type Split-Ring Resonators (SRR). Elle a ensuite montré que les plasmas générés pouvaient allumer du carburant. Malgré ces réussites, quelques doutes restaient sur la focalisation spatiale à la fin de sa thèse, notamment à cause de l'utilisation de signaux contenant de multiples impulsions de « longue » durée (200 ns) pour claquer. Il n'a donc pas été possible de confirmer que le claquage (et l'allumage) avait bien lieu de manière sélective.

L'objectif de cette thèse était donc de démontrer la capacité du retournement temporel micro-onde à claquer des plasmas et à allumer du carburant, de manière sélective dans l'air à pression atmosphérique. Il s'agissait donc de reprendre les travaux de B. Fragge sur l'allumage par RT, d'approfondir la compréhension des différents éléments entrant en jeu, puis d'apporter les éléments de justification permettant d'affirmer que le retournement temporel micro-onde peut être utilisé pour allumer du carburant.

Bilan

Avant d'aborder les travaux effectués pendant cette thèse, nous avons commencé ce manuscrit par deux chapitres bibliographiques. Leur objectif était double : d'une part, montrer comment les problématique liées à l'allumage des chambres de combustion peuvent amener à un concept de système d'allumage par retournement temporel et, d'autre part, mieux comprendre les différents phénomènes physiques mis en jeu. Ainsi, dans le Chapitre 1, nous avons commencé par aborder les problématiques liées à l'allumage des chambres de combustion. Nous avons aussi vu que l'allumage peut être réalisé à l'aide de plasmas. Par conséquent, dans la deuxième partie de ce premier chapitre, nous nous sommes intéressés aux plasmas et, notamment, à la manière d'en créer. En particulier, nous avons vu qu'il est possible d'utiliser des champs électriques élevés. Cela nous a conduit, au Chapitre 2, à étudier ce qui se passe lorsque l'on injecte des micro-ondes dans une cavité électromagnétique (servant ici d'analogue à une chambre de combustion, sans pertes et sans fuites). Naturellement, le champ électromagnétique s'organise sous forme de modes dont on ne peut pas contrôler la position des maxima et des minima. Cela est donc particulièrement

limitant si l'on souhaite pouvoir contrôler et changer l'endroit où l'on génère les plasmas. Pour finir ce deuxième Chapitre, nous nous sommes donc intéressés au retournement temporel en tant que moyen permettant de focaliser les micro-ondes en un point donné d'une cavité réverbérante.

La deuxième partie de ce manuscrit était dédiée aux travaux effectués durant cette thèse. Pour commencer, il nous a fallu prendre en main (et améliorer) le dispositif expérimental hérité de la thèse de B. Fragge (cavité révérbérante de grande taille ; chaînes d'émission, d'acquisition et d'apprentissage ; antennes de puissance et de mesure ; initiateurs de type SRR et système d'injection de carburant), enquêter sur l'origine de l'augmentation des pertes dans la cavité et comprendre comment se déroule une expérience de retournement temporel (Chapitre 3).

Une fois cette étape de préparation finie, nous avons pu passer aux travaux de thèse en eux-mêmes. La démarche suivie a principalement consisté à reprendre les différents éléments qui nous avaient amenés à concevoir un système d'allumage par retournement temporel (*allumage* → *plasmas* → *retournement temporel*) et à les étudier un par un, dans l'ordre inverse [22].

Nous avons donc commencé par nous intéresser à la qualité de la focalisation par retournement temporel, à basse puissance, sans intention de créer un plasma à ce stade (Chapitre 4). Pour cela, nous avons utilisé une méthode mêlant mesures expérimentales à l'aide d'une sonde non-intrusive et calculs numériques. Nous avons pu tirer différentes conclusions de cette étude : (1) diminuer la durée de l'impulsion permet à la fois d'augmenter l'amplitude du pic de RT et d'améliorer la focalisation spatio-temporelle (on retrouve des résultats connus sur le RT) et (2) dans le cas d'impulsions répétées, il faut les espacer le plus possible pour éviter de diminuer l'amplitude du pic de RT et de dégrader la qualité de la focalisation spatio-temporelle. Nous avons aussi montré que les signaux utilisés par B. Fragge pour claquer contenant plusieurs impulsions de « longue » durée ne permettaient pas de focaliser suffisamment bien pour assurer le claquage sélectif. Les résultats de cette étude nous ont ensuite servi de guide pendant tout le reste de la thèse afin de choisir correctement les signaux de RT à utiliser pour focaliser de manière convenable. Une partie de ces résultats a fait l'objet d'une communication dans une conférence [63].

Nous nous sommes ensuite intéressés aux initiateurs utilisés pour faciliter le claquage, les SRR, et leur placement vis-à-vis des boucles magnétiques servant à l'apprentissage pour le RT (Chapitre 5). En particulier, nous avons expliqué comment dimensionner les SRR, puis caractériser leur réponse fréquentielle. Nous avons aussi montré qu'ils présentent un certains temps de réponse, en dessous duquel il ne faut pas descendre si l'on souhaite exploiter pleinement leur résonance : environ 10 ns à 20 ns dans notre cas. Nous avons aussi vu que les placer à proximité des boucles magnétiques modifie leur fréquence de résonance (phénomène de couplage) : cela est à prendre en compte lors de la réalisation du montage expérimental.

Continuant notre démarche, nous avons ensuite commencé les essais de claquage (Chapitre 6). Dans un premier temps, nous avons vérifié que le claquage était possible à l'aide de simples signaux sinusoïdaux (CW) pulsés. Cela nous a aussi permis de montrer à quel point il est difficile de choisir l'endroit du claquage avec des signaux CW, et donc, l'intérêt du RT pour le claquage sélectif. Nous avons aussi pu nous familiariser avec quelques-uns des phénomènes liés au claquage de plasmas sur des SRR en cavité réverbérante (detuning, redistribution des modes, ...). Dans la deuxième partie ce Chapitre, nous avons ensuite démontré qu'il était possible de claquer de manière sélective sur des SRR par retournement temporel, dans l'air et à pression atmosphérique. Il s'agissait là du premier objectif de la thèse. Nous avons ensuite confirmé que nous exploitions bien la résonance des SRR pour le claquage et déterminé qu'avec cette méthode le claquage n'est

22. Ou devrais-je dire de manière *retournée* ?

possible que pour certaines durées d'impulsion (10 ns et 20 ns). Nous avons également mis en évidence la présence d'une signature électromagnétique du plasma sur les signaux reçus après retournement temporel. Une partie de ces résultats ont fait l'objet d'une publication [64].

Une fois la sélectivité du claquage par RT dans l'air à pression atmosphérique démontrée, nous avons pu réaliser des essais d'allumage d'un spray de carburant (Chapitre 7). Malgré les nombreuses difficultés rencontrées, plutôt techniques que scientifiques, nous avons réussi à allumer par retournement temporel lors de deux essais différents. Il s'agissait là du deuxième objectif de cette thèse et d'une première à notre connaissance. Ces résultats auraient toutefois été un peu plus démonstratifs si nous avions réussi à allumer successivement à deux endroits différents au cours du même essai.

Pour résumer, dans cette thèse nous avons démontré qu'il est possible d'allumer du carburant à l'aide de plasmas générés de manière sélective sur des SRR par retournement temporel. Afin de ne laisser aucun doute sur cette démonstration, nous avons d'abord étudié la focalisation spatiale (et temporelle) afin de déterminer le type de signal à employer pour focaliser correctement, puis démontré qu'il était possible de claquer de manière sélective et, pour finir, utilisé les plasmas ainsi générés pour allumer du carburant.

Perspectives

Dans cette thèse, nous avons donc démontré qu'il était possible d'allumer du carburant par retournement temporel. Il s'agissait d'une première preuve de concept en laboratoire. Différents axes de recherche peuvent être envisagés pour la suite de ces travaux.

Le premier axe de travail serait d'améliorer la répétabilité des essais d'allumage dans notre configuration laboratoire. En effet, pour l'instant, nous avons seulement réussi à allumer deux fois. Il s'agirait donc de trouver une solution permettant de maintenir les SRR qui soit à la fois résistante à la température (contrairement au kapton) et qui fonctionne en présence de kérosène (kapton et fils de silice à éviter). Cela permettrait de réaliser davantage d'essais d'allumage et ainsi commencer à chercher les limites de la méthode (taille des plasmas, puissance, fréquence de répétition du claquage, richesse du mélange, présence d'un écoulement d'air, ...).

Le deuxième axe de recherche consisterait à réaliser des essais dans une configuration plus représentative d'une chambre de combustion. Il s'agirait notamment d'étudier l'impact des pertes aux parois (acier contre cuivre), des fuites électromagnétiques dues à l'admission d'air et à l'évacuation des gaz brûlés (et éventuellement comment les blinder) et l'utilisation d'un injecteur plus réaliste (injecteur swirlé, à la place d'un injecteur ultrasonique). On notera que des travaux en ce sens ont déjà commencé dans le cadre de l'*ANR Altiport 2*[23] lancée par mon équipe d'encadrement en parallèle de ma thèse, et à laquelle j'ai un peu contribué.

Le troisième axe de recherche serait centré sur les initiateurs, ou plutôt sur leur absence. En effet, jusqu'ici (que ce soit dans ma thèse, dans celle de B. Fragge ou celle de V. Mazières), il a été nécessaire d'utiliser des initiateurs pour augmenter encore davantage le champ électrique au point de focalisation et réussir à claquer. Le claquage ne peut donc avoir lieu qu'en quelques points seulement. Il n'est donc pas possible d'allumer à n'importe quel endroit de la cavité, comme on le souhaitait initialement. Par ailleurs, placer des initiateurs et des antennes dans une chambre de combustion ne semble pas être une solution viable (tenue à la température, perturbation de

23. Collaboration ONERA/LAPLACE, avec un co-financement de l'Agence de l'Innovation de Défense. Il est a noter qu'une partie du matériel utilisé dans ma thèse a pu être achetée grâce au financement de cette ANR.

l'écoulement, ...). Deux stratégies ont été proposées à l'heure actuelle. La première consisterait à générer un plasma sur des initiateurs ou à l'aide d'une source plasma « conventionnelle », puis à essayer de décrocher le plasma pour l'emmener là où l'allumage doit avoir lieu. Cela nécessite cependant de disposer d'une technique permettant de focaliser sans utiliser d'antennes pour l'apprentissage. L'utilisation de l'opérateur de Wigner-Smith Généralisé pourrait être ici une solution [24]. Une deuxième option serait d'utiliser des ondes de surface pour faire du retournement temporel [25]. Les corrugations présentes sur la paroi, nécessaires à la propagation des ondes de surface, pourraient alors aussi servir d'initiateurs. Parmi les autres avantages du retournement temporel d'ondes de surface, on peut aussi citer un apprentissage potentiellement moins invasif et une tache focale nettement plus petite avec, ainsi, une densité de puissance plus élevée, et donc, une facilitation du claquage du plasma.

Plus largement, l'étude des plasmas générés par retournement temporel ouvre de nombreuses perspectives de recherche. Il pourrait s'agir d'approches expérimentales permettant de mieux caractériser le plasma, par exemple à l'aide d'une caméra ultra-rapide (étude de la dynamique du claquage) ou d'une analyse spectroscopique, ou d'approches numériques visant à décrire les phénomènes non-linéaires ayant lieu lors du claquage, les conséquences de l'apparition du plasma sur le retournement temporel ou la dynamique du claquage

Il reste donc encore de nombreux sujets passionnants à étudier et un peu de chemin à parcourir avant d'équiper une chambre de combustion aéronautique avec un système d'allumage par retournement temporel.

24. Cette méthode est actuellement en cours d'évaluation par A. Saucourt dans sa thèse, qui se fait dans le cadre d'une collaboration entre l'ISAE-Supaero et le LAPLACE.

25. Cette stratégie est en cours d'étude par A. Baurez dans sa thèse, elle aussi effectuée dans le cadre d'une collaboration entre l'ISAE-Supaero et le LAPLACE.

Liste des publications

— P. Dussolliet-Berthod, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal et M. Orain, "Etude de la focalisation par retournement temporel pour le claquage de plasmas : influence de la répétition et de la durée d'impulsion," dans *Journées Scientifiques d'URSI France*, Paris, mars 2024. adresse : https://ursifr-2024.sciencesconf.org/519148

— J. Sokoloff, O. Pascal, O. Rouzaud, M. Orain, B. Fragge, P. Dussolliet-Berthod et L. Szuter, "Allumage par retournement temporel dans une chambre de combustion," dans *Journées Scientifiques d'URSI France*, Paris, mars 2024. adresse : https://ursifr-2024.sciencesconf.org/517444

— P. Dussolliet-Berthod, B. Fromont, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal, M. Orain et V. Mazières, "Selectively igniting plasmas in air at atmospheric pressure through time-reversal of microwaves," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 101, p. 7, 2026, issn : 1286-0042, 1286-0050. doi : 10.1051/epjap/2026005

Annexe A : Correction du lien entre temps de réverbération et constante de temps

Dans sa thèse, V. Mazières [1] propose une formule permettant de calculer le temps de réverbération t_{reverb} et de lier celui-ci à la constante de temps τ de la décroissance exponentielle de l'énergie dans la cavité :

$$t_{reverb} = \pi\tau = \pi\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}} \tag{A.1}$$

Il semblerait qu'une erreur se soit glissée dans l'égalité entre les 2ème et 3ème membres de l'égalité. La bonne formule serait alors :

$$t_{reverb} = \frac{\pi\tau}{\sqrt{2}} = \pi\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}} \tag{A.2}$$

Pour montrer la présence de cette erreur, nous proposons de partir du cas le plus simple, c'est à dire une parfaite décroissance exponentielle du signal dans la cavité :

$$r(t) = \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right) \text{ pour } t > 0 \tag{A.3}$$

Calcul du numérateur
Au numérateur, on a :

$$\int t^2 \cdot r^2(t)dt = \int t^2 \cdot \exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right)dt$$

Après intégration (via une intégration par partie, par exemple), on obtient :

$$\int t^2 \cdot r^2(t)dt = -\frac{1}{4}\exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right)\left(2\tau t^2 + 2\tau^2 t + \tau^3\right) + cste$$

Si l'on intègre le signal sur l'intervalle $[0; +\infty[$, on obtient finalement :

$$\int_0^{+\infty} t^2 \cdot r^2(t)dt = \frac{\tau^3}{4} \tag{A.4}$$

Calcul du dénominateur
Au dénominateur, on a :

$$\begin{aligned}\int r^2(t)dt &= \int \exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right)dt \\ &= -\frac{1}{2}\tau\exp\left(\frac{-2t}{\tau}\right)\end{aligned}$$

Ce qui donne sur l'intervalle $[0; +\infty[$:

$$\int_0^{+\infty} r^2(t)dt = \frac{\tau}{2} \tag{A.5}$$

Calcul final
En combinant (A.4) et (A.5), on obtient :

$$\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}} = \sqrt{\frac{\frac{\tau^3}{4}}{\frac{\tau}{2}}} = \frac{\tau}{\sqrt{2}} \tag{A.6}$$

En multipliant par π, on obtient bien l'égalité corrigée (A.2) :

$$\frac{\pi\tau}{\sqrt{2}} = \pi\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}} \tag{A.7}$$

Choix de la définition du temps de réverbération
Pour finir, nous noterons que cette coquille dans l'équation (A.1) rend la définition du temps de réverbération ambiguë. Doit on privilégier l'égalité avec le 2ème terme :

$$t_{reverb} = \pi\tau \quad \rightarrow \quad t_{reverb} = \sqrt{2}\pi\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}}$$

ou l'égalité avec le 3ème terme :

$$t_{reverb} = \pi\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}} \quad \rightarrow \quad t_{reverb} = \frac{\pi\tau}{\sqrt{2}}$$

Pour calculer le temps de réverbération d'une cavité il semble plus facile d'intégrer la réponse impulsionnelle, que d'essayer de lui faire correspondre une décroissance exponentielle. C'est ce que j'ai fait dans cette thèse. Il semblerait logique que V. Mazières et B. Fragge aient fait de même et aient utilisé le troisième membre de l'égalité (A.1) pour déterminer le temps de réverbération. Dans cette thèse, j'ai donc choisi de retenir deuxième solution :

$$t_{reverb} = \frac{\pi\tau}{\sqrt{2}} = \pi\sqrt{\frac{\int t^2 \cdot r^2(t)dt}{\int r^2(t)dt}} \tag{A.8}$$

Avec cette définition, le temps de réverbération correspond alors au temps nécessaire pour que l'amplitude du signal ait diminué d'environ 90 % dans la cavité.

Annexe B : Génération du signal de retournement temporel

L'objectif de cette annexe est d'expliquer la manière dont sont générés les signaux de retournement temporel. Quelques subtilités liées au traitement du signal numérique sont aussi abordées afin de faciliter la tâche à toute personne voulant écrire un code de RT.

B.1 Quelques rappels de traitement du signal numérique

Avant d'expliquer comment sont générés les signaux de retournement temporel, nous proposons ici de faire quelques rappels de traitement du signal numérique (*Digitial Signal Processing*, ou *DSP*, en anglais). Le lecteur intéressé pourra consulter les références [67] ou [68] pour plus d'informations.

B.1.1 Signaux continus et discrets

En traitement du signal il est possible de distinguer deux types de signaux différents. Les premiers, les *signaux continus*, sont définis pour tout temps t ou toute fréquence f. Les *signaux discrets* sont quant à eux définis seulement pour certains temps (ou fréquences) donnés. On parle alors d'*échantillons*. Les échantillons sont espacés d'une *période d'échantillonnage* T_{ech} dans le domaine temporel (l'inverse de la fréquence d'échantillonnage f_{ech}) et par un *pas fréquentiel* df dans le domaine fréquentiel. Ces échantillons peuvent résulter de l'échantillonnage d'un signal continu, comme par exemple lorsque l'on mesure un signal à l'aide d'un oscillscope numérique, ou d'un calcul numérique pour lequel il est impossible de stocker le nombre infini de valeurs qui permettrait de décrire un signal continu. Dans ces deux exemples, en plus d'être discret, le signal est aussi *fini*, c'est à dire qu'il contient un nombre limité d'échantillons N.

Ces différences entre signaux continus et discrets finis sont importantes puisqu'elles engendrent des différences sur la définition des domaines temporels et fréquentiels. Certaines opérations mathématiques sont aussi définies légèrement différemment. En particulier, on remarquera que les domaines temporel et fréquentiel *discrets et finis* sont *implicitement* considérés comme étant *périodiques*.

Dans la suite de cette annexe, nous écrirons les équations pour des signaux continus afin de faciliter les notations et la compréhension, même si, en principe, nous travaillons uniquement avec des signaux discrets et finis. Nous utiliserons alors l'approche discrète, uniquement lorsque cela sera absolument nécessaire.

Pour ce qui est des notations, nous utiliserons des parenthèses pour les signaux continus et des crochets pour les signaux discrets. Ainsi, on notera $s(t)$ la valeur d'un signal continu au temps t. Pour un signal discret, la valeur du n-ième échantillon de ce signal sera notée $s[n]$. Si l'échantillonnage est en fonction du temps, le n-ième échantillon aura donc lieu au temps $t[n]$, que l'on raccourcira en t_n.

B.1.2 Lien entre domaine temporel et domaine fréquentiel

Signaux continus

Dans le cas de signaux continus, il est possible de passer du domaine domaine temporel au domaine

fréquentiel via la *transformée de Fourier* noté $\mathcal{F}\{\cdot\}$. La transformée de Fourier $S(f) = \mathcal{F}\{s(t)\}$ du signal continu $s(t)$ est donnée par :

$$S(f) = \mathcal{F}\{s(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-i2\pi ft} dt \tag{B.1}$$

Le spectre du signal est alors défini sur l'intervalle $]-\infty; +\infty[$.

Le retour dans le domaine temporel se fait ensuite à l'aide de la *transformée de Fourier inverse* :

$$s(t) = \mathcal{F}^{-1}\{S(f)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} S(f) e^{+i2\pi ft} df \tag{B.2}$$

Signaux discrets et finis

Dans le cas de signaux discrets *et finis*, c'est à dire contenant un nombre d'échantillons N, on utilise la *transformée de Fourier discrète* (DFT) [1] [2] , dont l'expression est donnée par :

$$S[n] = \sum_{k=0}^{N-1} s[k] e^{-i2\pi n \frac{k}{N}} \tag{B.3}$$

avec n l'échantillon à évaluer ($0 \leq n < N$).

Le retour dans le domaine temporel se fait ensuite à l'aide de la DFT inverse :

$$s[n] = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} S[k] e^{+i2\pi n \frac{k}{N}} \tag{B.4}$$

Ces formules permettant de calculer la DFT et la DFT inverse sont cependant peu utilisées, car leur complexité algorithmique est en $O(N^2)$, ce qui rend le calcul long dès lors que le nombre d'échantillons augmente. En pratique, on leur préfère la *transformée de Fourier rapide* (FFT) [3] [4] , dont la complexité algorithmique est en $O(N \ln(N))$. Il est donc généralement bien plus efficace de calculer la FFT que la DFT (voir Figure B.1).

Pour finir, on se souviendra que lorsque l'on fait une DFT, ou une FFT, les signaux sont *implicitement* considérés comme périodiques (de période N échantillons).

B.1.3 Choix du domaine temporel ou fréquentiel

Les calculs de traitement du signal peuvent être réalisés soit dans le domaine temporel, soit dans le domaine fréquentiel. De même, l'exploitation des résultats peut être faite dans les deux domaines. Le passage d'un domaine à l'autre nécessitant une simple transformée de Fourier, le choix du domaine se fait alors sur des considérations pratiques et/ou techniques. Celles-ci sont généralement liées à la facilité avec laquelle il est possible d'interpréter les résultats [5] ou à la rapidité des calculs.

1. *Discret Fourier Transform*, en anglais.
2. La DFT ne doit pas être confondue avec la D**T**FT, ou *Discrete-Time Fourier Transform*, pour laquelle le temps est discret *et infini*.
3. Pour *Fast Fourier Transform*.
4. L'expression « transformée de Fourier rapide » correspond en réalité à une famille d'algorithmes fonctionnant de manière similaire.
5. Pour citer Smith [68] : « You don't look at the Mona Lisa and say, "My, what an interesting collection of sinusoids." ».

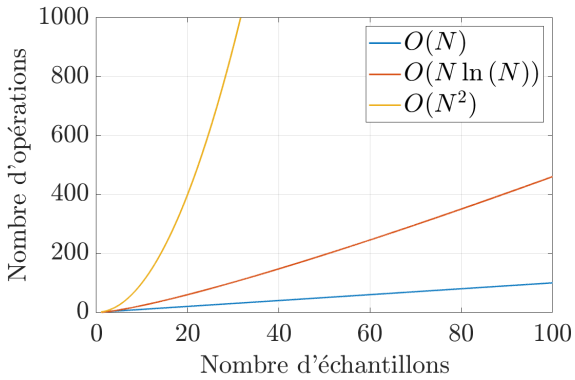


FIGURE B.1 – Complexité algorithmique

Un exemple concret est celui du calcul du produit de convolution $f * g$ de deux signaux, dont la définition est rappelée ci-dessous pour un signal discret :

$$(f * g)[n] = \sum_k f[k] \cdot g[n-k]. \tag{B.5}$$

La complexité algorithmique de ce calcul est en $O(N^2)$ (pour deux signaux de taille identique N). En prenant la transformée de Fourier, ce produit de convolution se réduit à un simple produit terme à terme entre les deux signaux, dont la complexité est en $O(N)$:

$$\mathcal{F}\{(f * g)[n]\} = F[n] \cdot G[n]. \tag{B.6}$$

Il semble donc beaucoup plus intéressant de calculer la transformée de Fourier du produit de convolution, que le produit de convolution en lui-même. La question est alors : si l'on cherche à faire un produit de convolution, est-il plus rapide de changer de domaine via la transformée, calculer le produit, puis revenir dans le domaine original ou simplement effectuer le produit de convolution ? Si on utilise une DFT pour passer d'un domaine à l'autre, faire l'aller-retour n'a aucun intérêt : sa complexité est en $O(N^2)$, ce qui n'est pas mieux que le calcul direct du produit de convolution. En revanche, si l'on utilise une FFT, le nombre d'opérations à effectuer est fortement réduit, puisque sa complexité est en $O(N \ln(N))$ (Figure B.1). Faire l'aller-retour entre les deux domaines pour calculer une convolution devient alors très intéressant.

Remarque : En `MATLAB`*, le produit de convolution discret (fonction* `conv()`*) est calculé directement à partir de la définition (B.5) donnée plus haut [D11], ce qui rend son calcul particulièrement lent. Il faut donc éviter d'utiliser la fonction* `conv()` *et changer de domaine pour effectuer une multiplication à la place. On notera ici que ce n'est pas le cas pour la bibliothèque* `Python SciPy`*, qui réalise une FFT si besoin pour accélérer le calcul [D12].*

B.1.4 Synthèse

Les calculs nécessaires à la génération des signaux de RT et à la détermination des signaux reçus après RT peuvent être effectués dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. Afin de bien comprendre la dualité entre ces deux domaines, les expressions analytiques seront données pour les deux domaines en parallèle. Dans la suite, nous ferons donc régulièrement l'aller-retour entre domaine temporel et domaine fréquentiel, que ce soit pour faciliter la compréhension ou pour des raisons de temps de calcul (pour éviter une convolution par exemple).

B.2 Organisation des calculs

L'organigramme ci-dessous (Figure B.2) synthétise le déroulement d'un calcul de retournement temporel. Les différentes étapes, ainsi que quelques détails d'implémentation, sont présentés dans les sections suivantes.

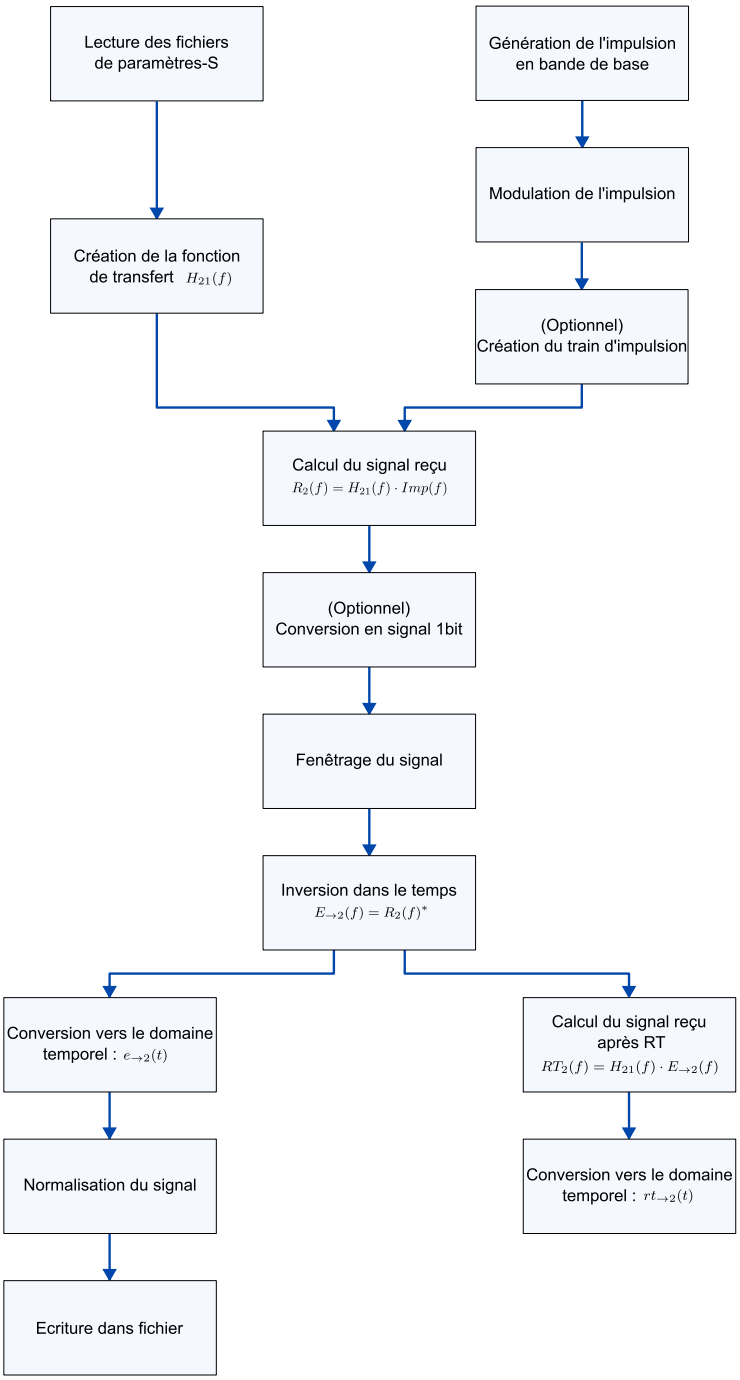


Figure B.2 – Organisation du code permettant de générer les signaux de RT

B.3 Lecture des fichiers de paramètres-S et création de la fonction de transfert

Les paramètre-S sont enregistrés par le VNA sous forme tabulaire dans des *fichiers SnP*[6] donnant, pour chaque fréquence, la valeur des différents paramètres-S associés. Malheureusement, le VNA *Keysight E5071C* que nous utilisons ne peut enregistrer que 1601 points de mesure à la fois, ce qui n'est pas suffisant pour résoudre convenablement les modes avec une unique plage de mesure de l'ordre du gigahertz (pas fréquentiel $df = 1\,\text{GHz}/(1601-1) = 6{,}25\,\text{MHz}$ et modes de quelques centaines de kilohertz de large). Afin de contourner cette limitation, les paramètres-S de la cavité sont donc enregistrés en plusieurs fois en découpant la plage de fréquence d'intérêt $[f_{start}; f_{end}]$ (par exemple de 3 GHz à 5 GHz) en fenêtres de 25 MHz. Ce découpage en fenêtres de 25 MHz de large engendre un pas fréquentiel df de 15 625 Hz, ce qui est suffisant pour nos besoins. Au début du code de RT, ces fichiers sont ensuite lus un par un, puis concaténés pour obtenir les paramètres-S, et donc la fonction de transfert, sur toute la bande de fréquence de mesure (Figure B.3). La fonction de transfert est alors un vecteur [7] contenant les valeurs $H_{21}[f_k] = S_{21}[f_k]$ pour chaque fréquence $f_k = f_{start} + k \cdot df$.

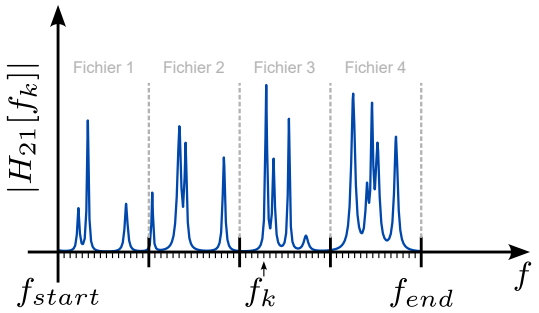


FIGURE B.3 – Fonction de transfert après lecture des fichiers

A ce stade, la fonction de transfert n'est définie que sur $[f_{start}; f_{end}]$. L'étape suivante consiste à l'« étendre » pour qu'elle soit définie sur $[-f_{num}/2; +f_{num}/2]$, avec f_{num} la fréquence d'échantillonnage numérique [8]. Pour cela, les valeurs se trouvant entre $[f_{start}; f_{end}]$ sont dupliquées et conjuguées sur $[-f_{start}; -f_{end}]$, puis la fonction de transfert étendue est tout simplement complétée avec des zéros (*zero padding*, en anglais), comme le montre la Figure B.4. Cette étape d'extension est nécessaire afin de simplifier les calculs à venir et pour pouvoir utiliser les bibliothèques de calcul numérique standard (notamment pour le calcul des FFT inverses et directes). On notera que pour que cette étape soit plus facile, il est préférable que la fréquence f_{start} choisie lors de la mesure des paramètres-S soit un multiple du pas fréquentiel df (ici 15 625 Hz). Si ce n'est pas le cas, il est nécessaire d'interpoler la fonction de transfert sur le nouveau vecteur fréquence au moment de l'extension.

A titre d'exemple, pour une fréquence d'échantillonnage $f_{ech} = 50\,\text{GHz}$ et un pas fréquentiel $df = 15\,625\,\text{Hz}$, la fonction de transfert entière contient $N = 3,2 \cdot 10^6$ points. Cela illustre bien

6. Techniquement, il s'agit de fichiers `Touchstone`, mais nous préférons ici l'appellation de *fichier SnP* en référence aux extensions associées : `.S1P` pour une mesure avec un port, `.S2P` pour une mesure avec 2 ports, ...

7. A comprendre ici comme un « tableau de taille $1 \times n$ » en informatique, et non comme un vecteur dans un espace vectoriel.

8. Si le signal doit être émis plus tard, f_{num} est généralement prise comme étant égale à la fréquence d'échantillonnage f_{ech} de l'appareil émettant le signal. S'il s'agit uniquement d'un calcul de RT, n'importe quelle fréquence d'échantillonnage peut être choisie, tant que $f_{num} \geq 2 \times f_{end}$ (critère de Shannon).

pourquoi il est nécessaire de faire attention à la complexité algorithmique des opérations que l'on emploie.

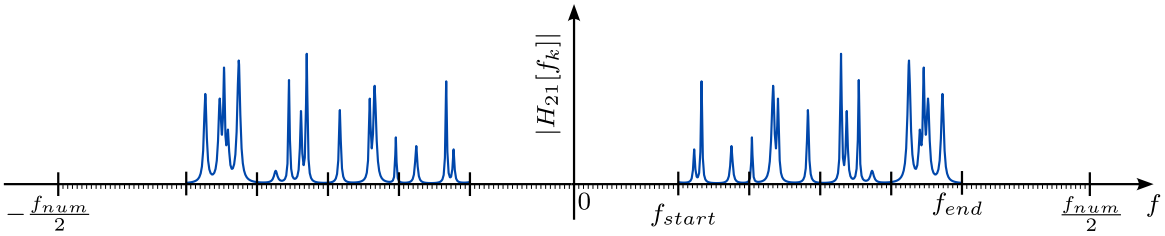


Figure B.4 – Fonction de transfert après extension

A la fin de cette étape, on dispose donc d'une fonction de transfert complexe $H_{21}[f_n]$ définie pour un ensemble de fréquences (f_n) comprises entre $-f_{num}/2$ et $+f_{num}/2$. Dans la suite, ce même vecteur fréquence (f_n), de taille N, sera réutilisé pour la discrétisation des différentes grandeurs dans le domaine fréquentiel.

B.4 Génération de l'impulsion

B.4.1 Type d'impulsion

Différents types d'impulsion peuvent être utilisées. Nous en présentons deux ici. Leur durée d et bandes passantes BW sont prises par rapport aux premiers zéros positifs et négatifs.

Impulsion de type Hann

Ce type d'impulsion est utilisée pour des raisons historiques : elle était déjà utilisée par V. Mazières et B. Fragge dans leurs thèses. Elle a la même forme qu'une *fenêtre de Hann*[9] et son expression est la suivante :

Domaine temporel	**Domaine fréquentiel**
$imp_{Hann}(t) = \begin{cases} \frac{1}{d}\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos\left(\frac{2\pi t}{d}\right)\right), & \text{si } \lvert t\rvert \leq \frac{d}{2} \\ 0, & \text{si } \lvert t\rvert > \frac{d}{2} \end{cases}$	$Imp_{Hann}(f) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\mathrm{sinc}\,(d \cdot f)}{1 - d^2 f^2}$ (B.7)

Le *produit temps-fréquence*[10] (TBP) de cette impulsion est de $d \times BW = 4$. Autrement, dit la bande passante d'une impulsion de durée $d = 10\,\text{ns}$ est de 400 MHz.

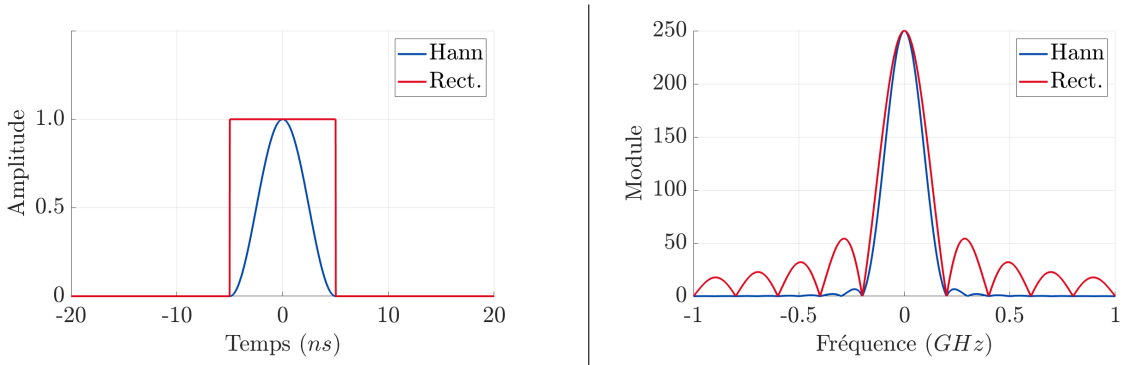
Impulsion rectangulaire

Un autre type d'impulsion est l'impulsion rectangulaire (dans le domaine temporel), ou *fonction porte*. Celle-ci a peu été utilisée au cours de la thèse, mais nous la mentionnons du fait de son importance en traitement du signal : elle se manifeste dès lors qu'un signal est tronqué ou fenêtré de manière brutale (tout ou rien). Son expression est la suivante dans les domaines temporel et fréquentiel :

9. Fenêtre souvent utilisée en traitement du signal.
10. Défini ici par rapport aux premiers zéros positifs et négatifs.

$$imp_{rect}(t) = \begin{cases} 1, & \text{si } |t| \leq \frac{d}{2} \\ 0, & \text{si } |t| > \frac{d}{2} \end{cases} \qquad Imp_{rect}(f) = d\,\text{sinc}\,(\pi \cdot d \cdot f) \tag{B.8}$$

Ces deux impulsions sont représentées sur la Figure B.5 pour une même durée de 10 ns.



(a) Domaine temporel

(b) Domaine fréquentiel

FIGURE B.5 – Deux types d'impulsions

Implémentation
A cette étape du calcul, la seule information dont l'on dispose est la fonction de transfert de la cavité, définie dans le domaine fréquentiel. De plus, les futurs calculs de RT seront effectués eux-aussi dans le domaine fréquentiel (avec $E_{\rightarrow 2}(f) = H_{21}(f)^* \cdot Imp(f)^*$, ...). Le plus simple ici est donc de générer l'impulsion directement dans le domaine fréquentiel.

Remarques :

- *Générer l'impulsion dans le domaine fréquentiel fonctionne bien, notamment car nous utilisons des impulsions de type Hann qui ne présentent pas de changements abruptes. Générer des impulsions rectangulaires dans le domaine fréquentiel est un peu plus problématique, car des phénomènes de Gibbs apparaissent lorsque l'on retourne dans le domaine temporel. Il est d'ailleurs possible de voir ces phénomènes de Gibbs comme une conséquence du fait que le spectre numérique soit fini : un spectre fini est équivalent à un spectre infini fenêtré (=multiplié) par une porte. Cette porte fréquentielle se transforme en sinus cardinal convolué à l'impulsion une fois revenu dans le domaine temporel.*
- *Il est judicieux de discrétiser l'impulsion de manière identique à la fonction de transfert afin de simplifier les calculs (même pas de fréquence df et fréquence d'échantillonage f_{num}).*

B.4.2 Modulation de l'impulsion

Après avoir généré l'impulsion en bande de base, noté ici $imp_{bb}(t)$ (centrée sur 0 Hz, voir Figure B.5b), il faut la moduler par une porteuse pour l'amener en bande RF [11] (c'est à dire centrée sur f_c, la fréquence choisie pour le RT). Nous utilisons ici une porteuse de type sinusoïdale

11. D'un point de vue physique, la porteuse correspond à l'onde électromagnétique qui permet la propagation du signal.

dont la fréquence reste constante [12]. Dans le cas d'une *porteuse complexe*, celle-ci s'écrit sous la forme :

d'une exponentielle complexe de fréquence f_c :	d'un Dirac centré sur la fréquence f_c :
$c(t) = e^{i2\pi f_c t}$	$C(f) = \delta(f - f_c)$ (B.9)

Il est aussi possible d'utiliser une porteuse purement réelle. La formule d'Euler, $\cos(\theta) = (1/2)(e^{i\theta} + e^{-i\theta})$, et l'équivalence temporel/fréquentiel de l'équation (B.9) permettent alors d'obtenir facilement l'expression de ce type de porteuse dans le domaine fréquentiel. Celle-ci s'exprime de la manière suivante :

$$c_{Re}(t) = \cos(2\pi f_c t) \qquad C_{Re}(f) = \frac{\delta(f - f_c) + \delta(f + f_c)}{2} \qquad \text{(B.10)}$$

Remarque : L'expression (B.10) dans le domaine fréquentiel permet de bien comprendre pourquoi le spectre de la porteuse se dédouble (apparition d'une composante avec une fréquence négative) lorsque l'on utilise une porteuse de la forme $\cos(2\pi f_c t)$.

Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser une porteuse complexe afin de faciliter la démodulation des signaux numériques. En effet, avec une porteuse complexe, il suffit de prendre le module du signal pour supprimer la porteuse (puisque $|e^{i2\pi f_c t}| = 1$). Il faudra cependant bien se souvenir que seule la partie réelle du signal nous intéresse vraiment (et sera émise).

La modulation en elle-même est réalisée en multipliant l'impulsion par la porteuse dans le domaine temporel ou convoluant les deux dans le domaine fréquentiel :

$$\begin{aligned} imp_{rf}(t) &= imp_{bb}(t) \cdot c(t) \\ &= imp_{bb}(t) \cdot e^{i2\pi f_c t} \end{aligned} \qquad \begin{aligned} Imp_{rf}(f) &= Imp_{bb}(f) * C(f) \\ &= Imp_{bb}(f) * \delta(f - f_c) \end{aligned} \qquad \text{(B.11)}$$

Implémentation
Pour la modulation de l'impulsion, trois options s'offrent à nous :

1. déplacer l'impulsion en la « copiant-collant » d'une partie du spectre à l'autre, après avoir remarqué que la convolution par un Dirac correspond à un simple décalage (ou *shift*) en fréquence ;
2. effectuer la convolution dans le domaine fréquentiel ;
3. effectuer la multiplication dans le domaine temporel ;

12. Il est aussi possible d'utiliser des porteuses de type *chirp* dont la fréquence varie en fonction du temps, faire des sauts de fréquence (*frequency hopping*), ... Nous restons cependant ici avec une porteuse sinusoïdale pour des raisons de simplicité.

La première proposition paraît intéressante puisqu'elle semble éviter quelques calculs. Cependant, le spectre étant discret, il n'est pas garanti que la fréquence de la porteuse f_c soit un multiple du pas fréquentiel df. Dans une telle éventualité, il serait alors impossible d'effectuer le copier-coller.

En ce qui concerne la deuxième proposition, c'est-à-dire calculer directement la convolution, celle-ci est à proscrire pour des raisons de temps de calcul (voir B.1.3). Il ne reste donc qu'une possibilité : passer temporairement dans le domaine temporel pour effectuer la modulation.

Une fois passé dans le domaine temporel, la modulation ne semble, en apparence, pas poser de problème particulier : il suffit de multiplier la porteuse par l'impulsion : $imp_{rf}[t_n] = imp_{bb}[t_n] \cdot \exp(i2\pi f_c t_n)$. En réalité, un écueil lié à la fois à la nature cyclique d'un domaine temporel discret et fini, et au fonctionnement des algorithmes de FTT se cache ici. Par défaut, en sortie des algorithmes de FFT (directs et inverses), les échantillons ne sont pas dans l'ordre « naturel », mais dans un ordre que nous appellerons ici « algorithmique » (par manque de meilleur mot). Cette différence est illustrée sur la Figure B.6. Les domaines étant périodiques [13], ces deux représentations sont équivalentes d'un point de vue de la DFT et de la FFT [14].

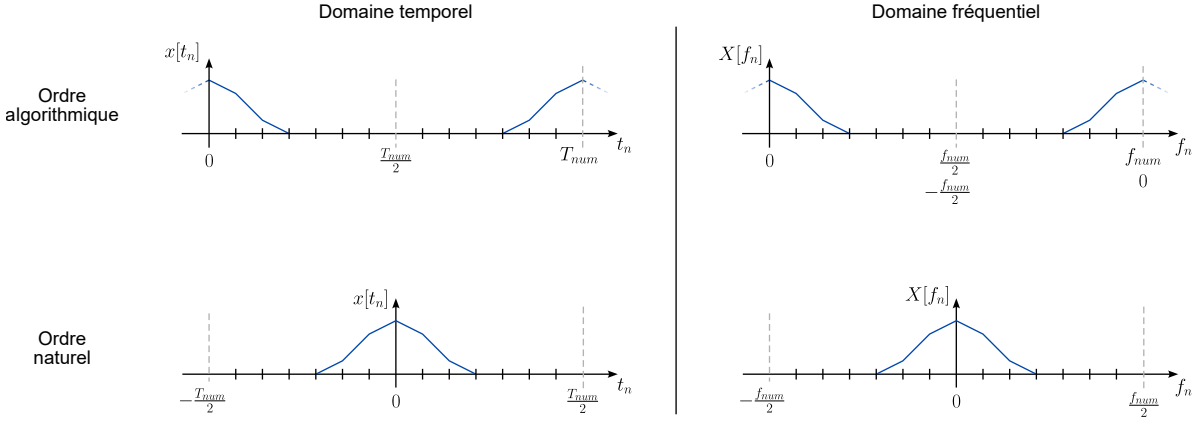


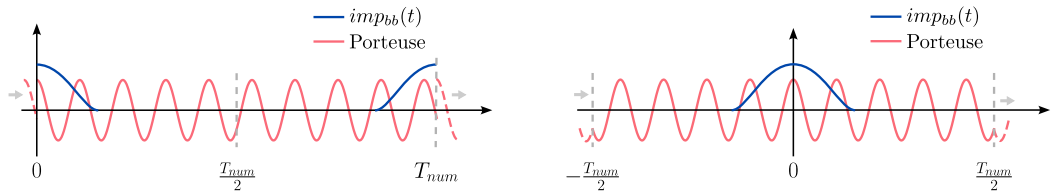
FIGURE B.6 – Ordre des échantillons

Par ailleurs, dans la pratique, il n'y a aucune raison pour que la durée totale du signal T_{num} soit un multiple de la période de la porteuse. Cela peut engendrer des discontinuités sur la porteuse aux extrémités du domaine, puisque, comme nous le rappellerons une fois de plus, le signal est implicitement considéré comme périodique (lignes pointillées rouges sur les Figures B.7a et B.7b). Si l'on utilise l'ordre algorithmique pour réaliser la modulation (Figure B.7a), cette discontinuité se retrouve ensuite dans l'impulsion modulée et son spectre est complètement déformé. En revanche, si l'on utilise l'ordre naturel (Figure B.7a), la discontinuité se situe à un endroit où l'impulsion est nulle. Lors de la modulation (=multiplication), cette discontinuité est donc « effacée » et le spectre de l'impulsion n'est pas déformé.

Pour moduler dans le domaine temporel, il faut donc (1) passer du domaine fréquentiel au domaine temporel, (2) convertir le signal temporel de l'ordre algorithmique vers l'ordre naturel (utilisation de la fonction `fftshift()`), (3) effectuer la multiplication, (4) repasser à l'ordre algorithmique (avec la fonction `ifftshift()`) et, pour finir, (5) retourner dans le domaine fréquentiel à l'aide d'une transformée de Fourier inverse (ou plutôt une FFT inverse).

13. Pour citer la série *Dark* : « Der Anfang ist das Ende und das Ende ist der Anfang. ».

14. On notera que ce problème n'apparaît pas pour des signaux continus, puisque les domaines temporels et fréquentiels ne sont pas périodiques (ils vont de $-\infty$ à $+\infty$, voir la définition de la transformée de Fourier (inverse) à la section B.1.2).



(a) Ordre algorithmique (b) Ordre naturel

Figure B.7 – Problèmes de discontinuité lors de la multiplication d'une impulsion par une porteuse

B.5 Génération du train d'impulsions (Optionnel)

Dans certains cas, il peut être intéressant de générer un train d'impulsions. Cela s'écrit de manière générale sous la forme d'une somme de N_{imp} impulsions modulées :

$$train(t) = \sum_{k=0}^{N_{imp}-1} imp_{rf,k}(t - t_k), \qquad Train(f) = \sum_{k=0}^{N_{imp}-1} Imp_{rf,k}(f) \cdot e^{-i2\pi f t_k}, \tag{B.12}$$

avec N_{imp} le nombre d'impulsion et t_k l'instant d'émission de la k-ième impulsion.

Dans le cas où toutes les impulsions sont identiques et espacées de manière régulière, le calcul peut être un peu simplifié. En effet, il suffit alors de sommer N_{imp} fois la même impulsion décalée dans le temps de dt ou, de manière équivalente, convoluer l'impulsion d'origine par une somme de diracs décalés dans le temps :

$$\begin{aligned} train(t) &= \sum_{k=1}^{N_{imp}} imp_{rf}(t - (k-1)dt) \\ &= imp_{rf}(t) * \left(\sum_{k=1}^{N_{imp}} \delta(t - (k-1)dt) \right) \end{aligned} \qquad \begin{aligned} Train(f) &= \sum_{k=1}^{N_{imp}} Imp_{rf}(f) \cdot e^{-i2\pi f(k-1)dt} \\ &= Imp_{rf}(f) \cdot \left(\sum_{k=1}^{N_{imp}} e^{-i2\pi f(k-1)dt} \right) \end{aligned} \tag{B.13}$$

Implémentation

Pour la génération du train d'impulsions, plusieurs options s'offrent à nous :

1. générer le train d'impulsions en bande de base, puis moduler le tout en une seule fois (c.-à-d. inverser cette étape et l'étape précédente) ;
2. moduler une seule impulsion, puis la dupliquer pour génerer le train d'impulsions ;
3. moduler chaque impulsion séparément, puis les sommer à la fin.

Dans le code de RT, la 3ème option a été retenue pour des raisons de flexibilité. En effet, cela permet d'utiliser des impulsions de formes différentes dans un même train d'impulsions, d'employer facilement certains types de modulations pour lesquelles la fréquence de la porteuse n'est pas constante *au sein d'une même impulsion*, comme par exemple avec un *chirp linéaire* de porteuse $c_{chirp}(t) = \exp(i2\pi(at + f_0))$ (avec f_{c0} la fréquence de départ et a le taux de chirp) ou encore

d'utiliser une fréquence de porteuse f_{ck} différente pour chaque impulsion (*frequency hopping*). Ces fonctionnalités n'ont finalement pas été utilisées, mais l'organisation du code est restée. Un désavantage évident de cette méthode par rapport aux méthodes (1) et (2) est un temps de génération du train d'impulsion plus long, celui-ci étant d'autant plus grand que le nombre d'impulsions augmente (puisque chaque impulsion doit être modulée une a une).

B.6 Calcul du signal à envoyer

Pour déterminer le signal à envoyer, il faut d'abord déterminer le signal qui serait reçu après apprentissage dans le cas classique, éventuellement le convertir en signal 1bit, le retourner dans le temps puis le fenêtrer afin qu'il ne soit pas plus long que la fenêtre d'amplification.

B.6.0.1 Signal reçu après l'apprentissage

Le signal reçu après l'apprentissage est tout simplement donné par :

$$r_2(t) = h_{21}(t) * imp(t), \qquad \Big| \qquad R_2(f) = H_{21}(f) \cdot Imp(f), \tag{B.14}$$

avec $Imp(f)$ l'impulsion modulée (ou le train d'impulsions modulées) et $H_{21}(t)$ la fonction de transfert.

Implémentation
Le calcul est effectué dans le domaine fréquentiel pour éviter la convolution du domaine temporel.

B.6.1 Transformation en signal 1bit

Afin d'augmenter l'amplitude du pic de RT, il est possible de convertir le signal en *signal 1bit*. Cette opération consiste à supprimer l'information sur l'amplitude du signal temporel et ne conserver que l'information sur le signe. Pour un signal réel, cela se fait de la manière suivante :

$$r_{2,1bit}(t) = \begin{cases} -1, & \text{si } r_2(t) < \alpha \\ 0, & \text{si } r_2(t) = 0 \\ +1, & \text{si } r_2(t) > \alpha \end{cases} \tag{B.7}$$

avec α une valeur seuil permettant d'éviter « d'amplifier » le bruit et les petite variations en fin de réponse impulsionnelle lors du passage en 1bit.

Dans le cas où $r_2(t)$ est complexe, on peut prendre à la place :

$$r_{2,1bit}(t) = \begin{cases} -1, & \text{si } Re(r_2(t)) < \alpha \\ 0, & \text{si } Re(r_2(t)) = 0 \\ +1, & \text{si } Re(r_2(t)) > \alpha \end{cases} \tag{B.8}$$

Implémentation
Cette opération est effectuée dans le domaine temporel. Pour le seuil, nous prenons $\alpha = 0$, même si cela a tendance à amplifier le bruit. Cela pourra être en partie compensé en choisissant une durée de fenêtre adéquate à l'étape suivante.

B.6.2 Fenêtrage du signal

L'amplificateur utilisé étant de type pulsé, il ne peut amplifier le signal que pendant une courte durée Δt_{fen}. Si le signal est trop long, il est donc nécessaire de le relimiter :

$$r_{2fen}(t) = \pi_{[0,\Delta t_{fen}]}(t) \cdot r_2(t) \qquad R_{2fen}(f) = \left(\Delta t_{fen} \operatorname{sinc}\left(\pi \Delta t_{fen} f\right) \cdot e^{-i2\pi f \frac{\Delta t_{fen}}{2}}\right) * R_2(f) \tag{B.9}$$

$$r_{2fen}(t) = \begin{cases} r_2(t), & \text{si } 0 \leq t \leq \Delta t_{fen} \\ 0, & \text{sinon} \end{cases}$$

avec $\pi_{[0,\Delta t_{fen}]}(t)$ la fonction porte temporelle, Δt_{fen} la durée de la fenêtre d'amplification et le terme $\exp\left(-i2\pi f(\Delta t_{fen}/2)\right)$ correspondant à un décalage temporel de $\Delta t_{fen}/2$ (ce qui permet de fenêtrer sur $[0; \Delta t_{fen}]$, et non $[-\Delta t_{fen}/2; \Delta t_{fen}/2]$).

Implémentation
Le fenêtrage est implémenté dans le domaine temporel pour des raisons de simplicité et de temps de calcul. Par ailleurs, cette opération peut être effectuée avant ou après l'inversion dans le temps du signal. Ici, nous avons décidé de le faire avant. Pour finir, notera que l'utilité de fenêtrer le signal peut dépendre de la situation :

- Utilisation du RT « classique » :
  - dans le cadre de calculs numériques uniquement, il n'est pas strictement nécessaire de fenêtrer. Cela n'a pas été fait au Chapitre 4 ;
  - dans le cadre d'expériences de RT « physiques », il est nécessaire de fenêtrer lorsque l'on utilise l'amplificateur pulsé.
- Utilisation du RT 1bit : il faut tout le temps fenêtrer pour éliminer le signal 1bit ne correspondant qu'à du bruit (généralement pour $t >> t_{reverb}$).

B.6.3 Signal à envoyer : inversion dans le temps

Afin d'obtenir le signal $e_{\to 2}(t)$ à envoyer pour focaliser, il suffit de prendre le signal reçu après apprentissage, éventuellement fenêtré et transformé en signal 1bit, et de l'inverser dans le temps. Dans le domaine fréquentiel, cela équivaut à conjuguer le signal :

$$e_{\to 2}(t) = r_2(-t) \qquad E_{\to 2}(f) = R_2(f)^* \tag{B.10}$$

Implémentation
Cette opération peut être effectuée dans le domaine temporel ou fréquentiel.

B.7 Préparation du signal pour l'AWG$_{\mathbf{RT}}$

Avant de pouvoir être émis par l'AWG$_{\mathrm{RT}}$, le signal a envoyer doit être préparé. Pour cela, le signal est d'abord converti une dernière fois vers le domaine temporel à l'aide d'une FFT inverse.

Il peut ensuite être normalisé afin d'avoir une amplitude maximale égale à 1 [15] :

$$\tilde{e}_{\to 2}(t) = \frac{e_{\to 2}(t)}{\max_t |e_{\to 2}(t)|}$$

On notera qu'à ce stade, le signal temporel contient encore tous les échantillons, c'est à dire même ceux se trouvant en dehors de la fenêtre d'amplification et valant 0. En effet, il était jusqu'à présent essentiel de les conserver pour pouvoir facilement basculer entre les domaines temporels et fréquentiels. Ce n'est désormais plus nécessaire et seuls les échantillons se trouvant dans la fenêtre d'amplification sont conservés. Pour finir, le signal à envoyer est enregistré dans un simple fichier texte.

Remarque : Le fichier final ne contient que les valeurs des échantillons $\tilde{e}_{\to 2}[t_n]$, sans les instants t_n correspondant à leur émission. L'instant d'émission des échantillons est donc uniquement déterminé par la fréquence d'échantillonnage de l'AWG, soit $f_{ech} = 50\,\mathrm{GSa/s}$ dans notre cas. Afin que le signal ne soit pas dilaté ou contracté à l'émission, il est donc crucial que la fréquence d'échantillonnage numérique f_{num} choisie pour les calculs soit égale à la fréquence d'échantillonnage de l'appareil.

B.8 Calcul du signal reçu après RT

Après avoir déterminé le signal à envoyer, il est possible de calculer le signal qui sera reçu après RT. Cela est bien évidemment nécessaire pour l'étude de la focalisation spatio-temporelle d'un point de vue numérique (Chapitre 4). Il peut aussi être utile de calculer à l'avance le signal qui sera reçu lors d'expériences de RT « physiques » afin de déterminer si il est intéressant, ou non, d'utiliser ce signal (mauvaise focalisation, amplitude du pic de RT faible, ...) et à des fins de comparaison calcul/expérience. Le signal reçu après RT se calcule simplement avec :

$$rt_2(t) = h_{21}(t) * e_{\to 2}(t) \quad \Big| \quad RT_2(f) = H_{21} \cdot E_{\to 2}(f) \tag{B.11}$$

Implémentation
Encore une fois, le calcul est réalisé dans le domaine fréquentiel pour éviter la convolution du domaine temporel. On notera par ailleurs, que l'on ne peut pas utiliser la formule $RT_2(f) = H_{21}(f) \cdot H_{21}(f)^* \cdot Imp(f)^*$ pour calculer le signal reçu après RT à ce stade. En effet, le signal après apprentissage a été quelque peu travaillé (fenêtrage, éventuelle conversion en 1bit, ...) et le signal à envoyer $E_{\to 2}(f)$ n'est donc pas simplement égal à $H_{21}(f)^* \cdot Imp(f)^*$.

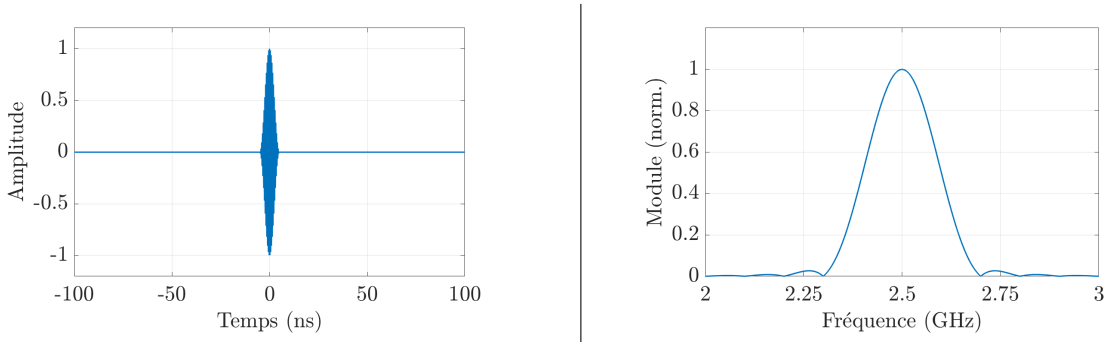
Pour finir, le signal reçu est converti vers le domaine temporel à l'aide d'une FFT inverse afin de pouvoir l'exploiter.

15. Cette étape n'est pas strictement nécessaire, le réglage de l'amplitude finale du signal émis étant fait directement sur l'AWG_{RT}.

Annexe C : Modification du spectre d'une impulsion lors de la création d'un train d'impulsions

Remarque : Dans les graphes ci-dessous, seule une partie des domaines temporel et fréquentiel est représentée.

On considère une impulsion initiale $imp(t)$ de durée 10 ns et dont l'évolution temporelle et le spectre sont donnés sur la Figure C.1.



(a) Domaine temporel

(b) Domaine fréquentiel

FIGURE C.1 – Impulsion initiale

D'autre part, on introduit le *peigne de Dirac* de période dt (aussi appelé ici *délai inter-impulsion*), dont l'expression est donnée par :

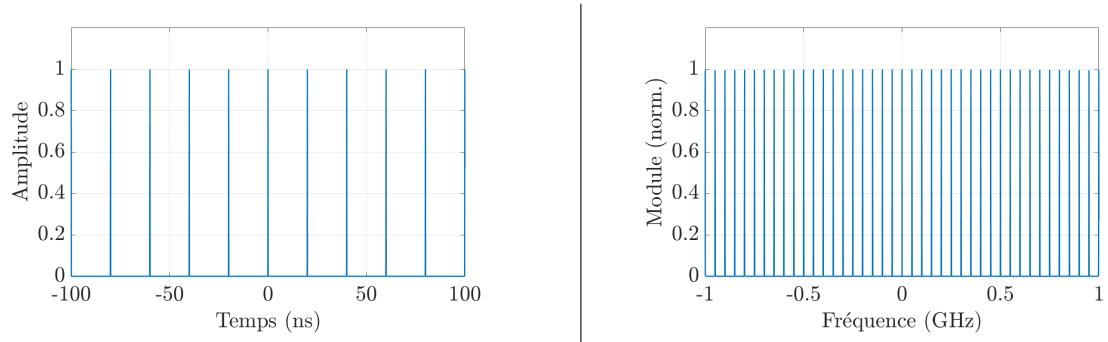
Domaine temporel

$$\text{III}_{dt}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - n\,dt\right)$$

Domaine fréquentiel

$$\text{III}_{dt}(f) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(f - n\frac{1}{dt}\right) \qquad \text{(C.1)}$$

Ce peigne de Dirac est non-nul uniquement pour les instants tels que $t = n\,dt$ et les fréquences telles que $f = n/dt$, comme le montre la Figure C.2. Dans le cas d'un délai entre impulsion de 20 ns, le spectre est donc non-nul seulement tous les 50 MHz.



(a) Domaine temporel

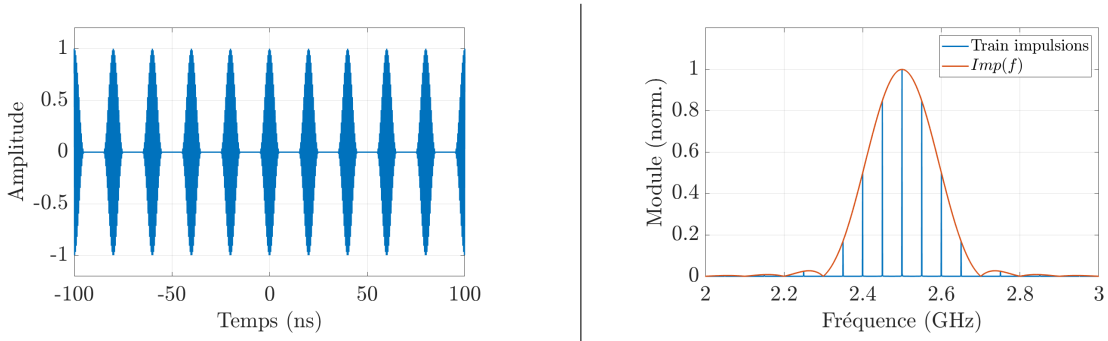
(b) Domaine fréquentiel

FIGURE C.2 – Peigne de Dirac

Pour créer le train d'impulsions, il suffit de convoluer l'impulsion originale $imp(t)$ par le peigne de Dirac $\text{III}_{dt}(t)$ (ou multiplier dans le domaine fréquentiel) :

$$train(t) = imp(t) * \text{III}_{dt}(t) \qquad train(f) = imp(f) \cdot \text{III}_{dt}(f) \tag{C.2}$$

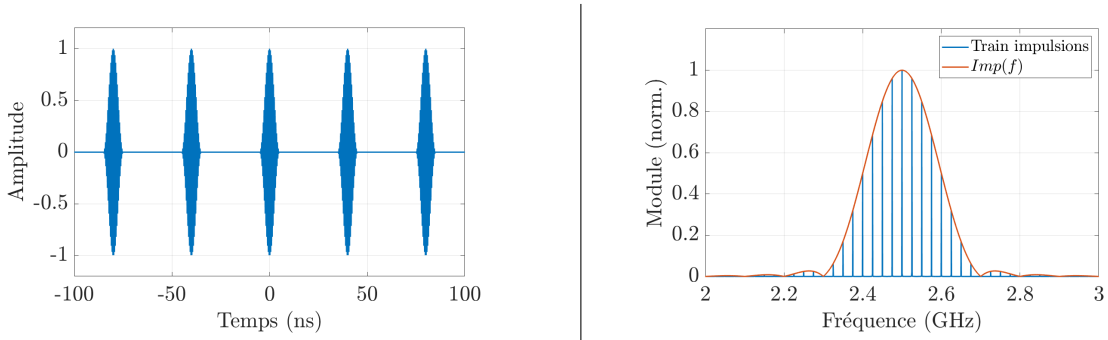
Le résultat de cette opération est donné sur la Figure C.3. Dans le domaine fréquentiel, la multiplication par le peigne de Dirac a pour effet « d'échantillonner » le spectre de l'impulsion de départ (Figure C.3b).



(a) Domaine temporel (b) Domaine fréquentiel

Figure C.3 – Train d'impulsions $dt = 20\,\text{ns}$

Dans le cas où les impulsions sont plus espacées dans le temps, par exemple toutes les 40 ns au lieu de toutes les 20 ns, l'échantillonnage dans le domaine fréquentiel est plus fin, comme le montre la Figure C.4b.



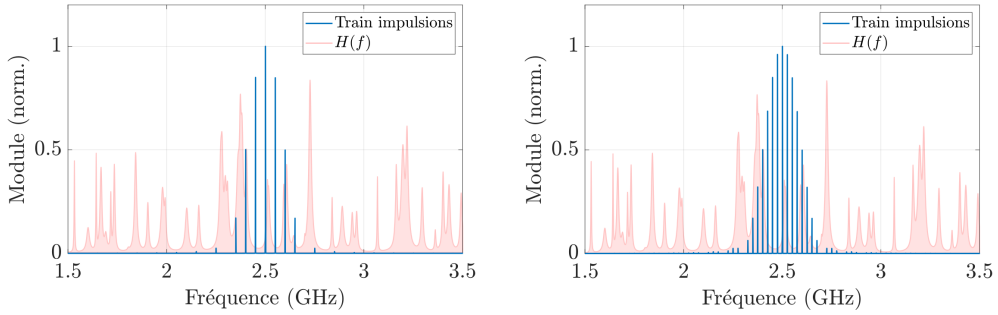
(a) Domaine temporel (b) Domaine fréquentiel

Figure C.4 – Train d'impulsions $dt = 40\,\text{ns}$

Lors de la phase d'apprentissage du retournement temporel, le train d'impulsions $Train(f)$ est multiplié par la fonction de transfert $H(f)$. Cela revient à échantillonner celle-ci en un certain nombre de fréquences discrètes, comme le montre la Figure C.5a [1]. Seul un petit nombre de modes est alors exploité. Et en quelques fréquences seulement qui plus est. C'est ce phénomène qui conduit à une dégradation de la focalisation. Dans le cas où les impulsions sont plus espacées

1. La fonction de transfert $H(f)$ sur cette figure est fictive : pour plus de lisibilité, elle contient moins de modes et des modes plus larges que les fonctions de transfert mesurées dans la cavité.

dans le temps, l'échantillonnage est plus fin (Figure C.5b), les modes sont davantage exploités et la focalisation est meilleure.



(a) Train d'impulsions avec $dt = 20\,\text{ns}$ (b) Train d'impulsions avec $dt = 40\,\text{ns}$

FIGURE C.5 – Échantillonnage de la fonction de transfert par le train d'impulsions

À ce stade, il est pertinent de s'interroger sur la représentativité d'un train d'impulsions infini, et ce, pour au moins deux raisons :

1. les signaux émis pour focaliser ont une durée finie, généralement de 10 µs dans cette thèse, puisque l'amplificateur ne peut pas amplifier en continu [2] ;
2. lors des calculs numériques, la taille du signal stocké en mémoire est elle aussi finie ;

Commençons par le deuxième point. Pour rappel, tous les calculs de RT effectués sont des calculs numériques, et non analytiques. Ils utilisent des signaux (et spectres) discrets et finis. Pour passer d'un domaine à l'autre, des transformées de Fourier rapides (FFT) sont utilisées. Or, ces dernières considèrent *implicitement* que les signaux et les spectres sont périodiques. D'un point de vue calcul numérique, les trains d'impulsions sont donc *techniquement* infinis, car périodiques.

Intéressons nous désormais au cas d'un train $train_{fini}(t)$ ne comprenant que quelques impulsions [3]. D'un point de vue calculatoire, celui-ci peut être considéré comme un train d'impulsions infini $train(t)$ fenêtré au moyen d'une fonction porte temporelle $\pi_t(t)$ de durée Δt_{fen} :

$$train_{fini}(t) = \pi_t(t) \cdot train(t) \qquad Train_{fini}(f) = \Pi_t(f) * Train(f) \qquad \text{(C.3)}$$

avec :

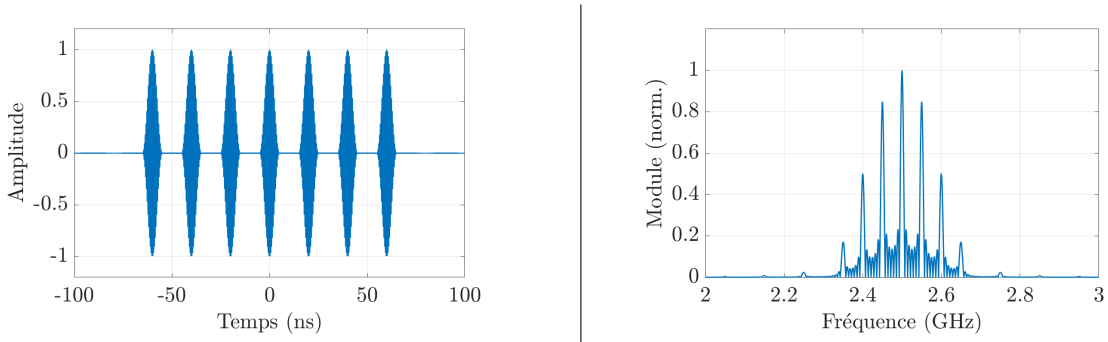
$$\pi_t(t) = \begin{cases} 1, & \text{si } -\frac{\Delta t_{fen}}{2} \leq t \leq \frac{\Delta t_{fen}}{2} \\ 0, & \text{sinon} \end{cases}$$

avec :

$$\Pi_t(f) = \Delta t_{fen} \cdot \text{sinc}\left(\pi \Delta t_{fen} f\right)$$

Dans le domaine spectral, le fenêtrage a donc pour effet de convoluer le spectre discret du train d'impulsions par un sinus cardinal. Par conséquent, le spectre du train d'impulsions fini est non-nul sur davantage de fréquences, comme le montre la Figure C.6b. En principe, la focalisation est donc un peu moins dégradée avec un train d'impulsions fini qu'avec un train d'impulsions infini (à délai inter-impulsion dt égal). L'étude du train d'impulsions infini, comme cela est fait au Chapitre 4.3, permet donc d'étudier un cas pénalisant pour la focalisation.

2. Et de manière plus générale, un signal infini n'existe pas dans la réalité ...
3. On oublie ici, de manière intentionnelle, les considérations sur la périodicité de la FFT mentionnées juste avant.



(a) Domaine temporel

(b) Domaine fréquentiel

Figure C.6 – Train d'impulsions fini ($dt = 20\,\text{ns}$, 7 impulsions et $\Delta t_{fen} = 140\,\text{ns}$)

Annexe D : Dérive thermique des modes

Dans cette section, nous essayons d'évaluer l'impact d'un changement de température de la cavité sur la fréquence de ses modes.

D.1 Éléments théoriques

Pour simplifier le problème, nous considèrerons une cavité parallélépipédique. On exclut donc les différents éléments se trouvant à l'intérieur de la cavité tels que les SRR, les antennes et câbles coaxiaux, les éléments permettant d'augmenter la chaoticité (demi-sphère métallique), ... De même, les non-conformités géométriques de la cavité sont négligées (non-parrallèlismes des faces, flambage des parois, ...). Pour une telle cavité, le champ électromagnétique s'organise sous la forme de modes (m, n, p) dont la fréquence est donnée, pour rappel, par :

$$f_{mnp} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{2L}\right)^2 + \left(\frac{n}{2l}\right)^2 + \left(\frac{p}{2h}\right)^2} \tag{D.1}$$

avec L, l et h respectivement la longueur, la largeur et la hauteur de la cavité, c la vitesse de la lumière, ε_r la permissivité diéléctrique relative et μ_r la perméabilité magnétique relative du milieu, ici de l'air, où $\varepsilon_r = 1$ et $\mu_r = 1$.

D'autre part, la dilatation thermique linéaire d'un objet de dimensions nominale L_0 (à la température de référence T_0) et soumis à un changement de température $\Delta T = T - T_0$ est donnée par :

$$L(\Delta T) = (1 + \alpha \Delta T) \cdot L_0 \tag{D.2}$$

En remplaçant (D.2) dans (D.1) pour chacune des dimensions L, l et h, on obtient la fréquence des modes en fonction de la variation température :

$$f_{mnp}(\Delta T) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{2 \cdot (1 + \alpha \Delta T) \cdot L_0}\right)^2 + \left(\frac{n}{2(1 + \alpha \Delta T) \cdot l_0}\right)^2 + \left(\frac{p}{2(1 + \alpha \Delta T) \cdot h_0}\right)^2} \tag{D.3}$$

$$f_{mnp}(\Delta T) = \frac{c}{(1 + \alpha \Delta T) \cdot \sqrt{\varepsilon_r}} \sqrt{\left(\frac{m}{2L_0}\right)^2 + \left(\frac{n}{2l_0}\right)^2 + \left(\frac{p}{2h_0}\right)^2} \tag{D.4}$$

$$f_{mnp}(\Delta T) = \frac{1}{1 + \alpha \Delta T} \cdot f_{mnp}(T_0) \tag{D.5}$$

La vitesse de variation des modes avec la température est alors donnée par :

$$\frac{\partial f_{mnp}}{\partial T} = \frac{-\alpha}{(1 + \alpha \Delta T)^2} \cdot f_{mnp}(T_0) \tag{D.6}$$

Pour finir, la variation de fréquence pour le mode (m, n, p) est donnée simplement par :

$$\Delta f(\Delta T) = f_{mnp}(T) - f_{mnp}(T_0) \tag{D.7}$$

D.2 Estimation de la dérive thermique pour notre cavité

La cavité utilisée pour les expériences de retournement temporelle est de dimensions nominales $L_0 = 2m$, $l_0 = 1m$ et $h_0 = 1m$ à la température T_0 que l'on considèrera comme étant la température à laquelle est faite la première mesure de paramètres-S, peu importe celle-ci (à des fins de simplification). En ce qui concerne le coefficient de dilatation thermique linéaire, on considère une valeur de $\alpha = 20 \cdot 10^{-6}\ °C^{-1}$, moyenne des coefficients de l'aluminium ($\alpha_{alu} = 23 \cdot 10^{-6}\ °C^{-1}$) et du cuivre ($\alpha_{cu} = 17 \cdot 10^{-6}\ °C^{-1}$), les deux matériaux dont est constituée la cavité. La vitesse de dérive du premier mode de la bande $2.7GHz - 3.0GHz$, le mode $(16, 16, 2)$, pour un ΔT de quelques degrés seulement est de l'ordre de :

$$\frac{\partial f_{mnp}}{\partial T} = -54kHz/°C \tag{D.8}$$

De manière plus générale, la variation de fréquence Δf pour l'ensemble des modes sur cette bande est donnée sur la Figure D.1.

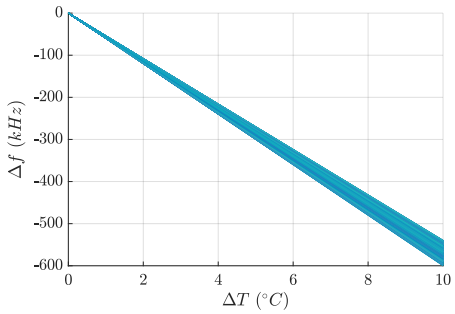
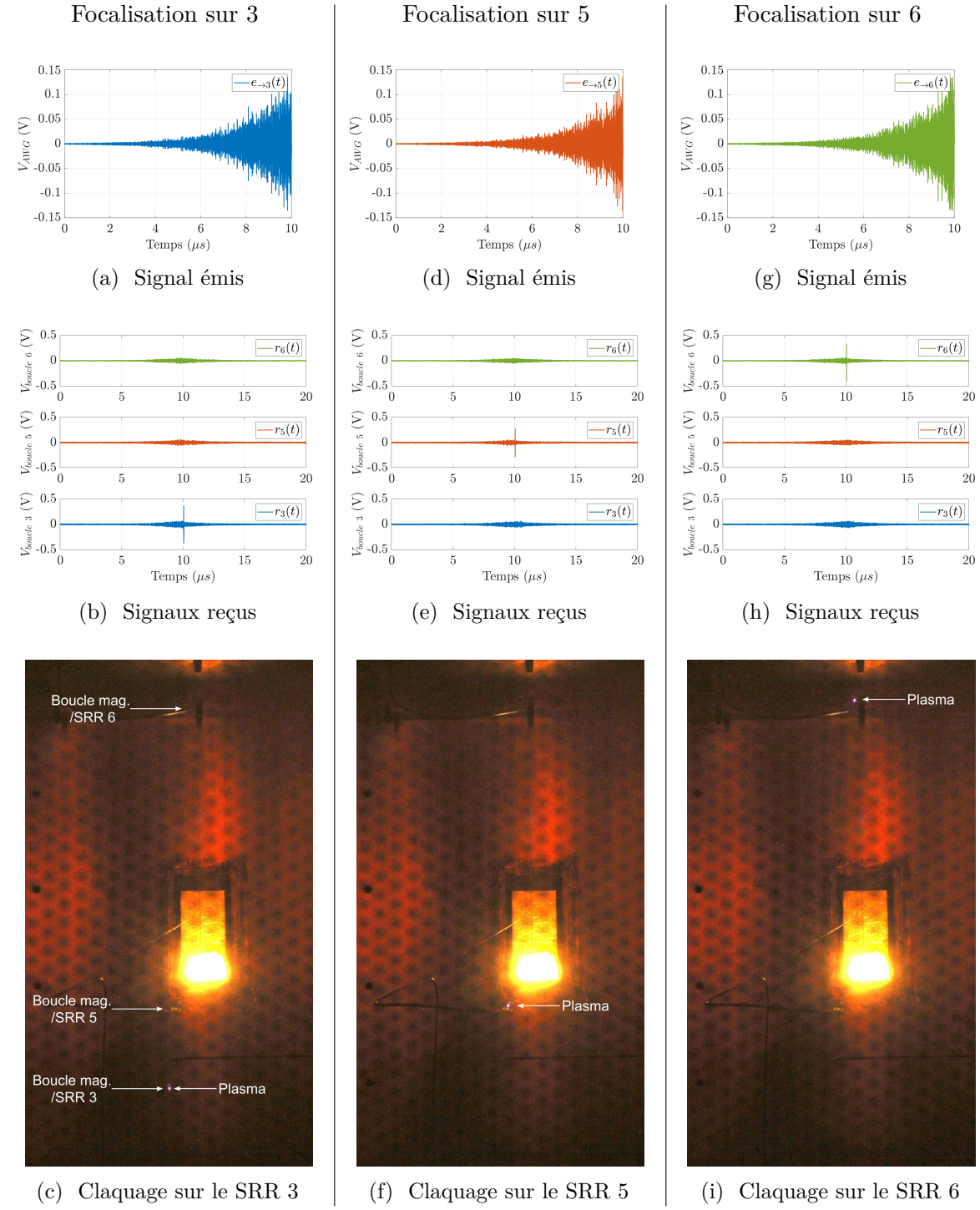


Figure D.1 – Variation de la fréquence des modes en fonction de la variation de la température

On constate donc qu'une variation de fréquence de l'ordre de $\Delta f = 300kHz$ correspond à une variation de température de l'ordre de $\Delta T = 5°C$, soit, par exemple, une température initiale de $18°C$ augmentant à $23°C$ en fin de session de manipulation. Cet ordre de grandeur paraît cohérent avec une variation de température journalière dans une pièce non (ou mal) contrôlée en température. L'hypothèse selon laquelle une variation de la fréquence des modes conduirait à une désadaptation de la cavité à une fréquence donnée semble donc plausible.

Annexe E : Sélectivité du claquage sur les trois couples

La Figure E.1 complète le Chapitre 6.6.2 en montrant la sélectivité du claquage sur les trois couples boucle magnétique/SRR.



(a) Signal émis (d) Signal émis (g) Signal émis

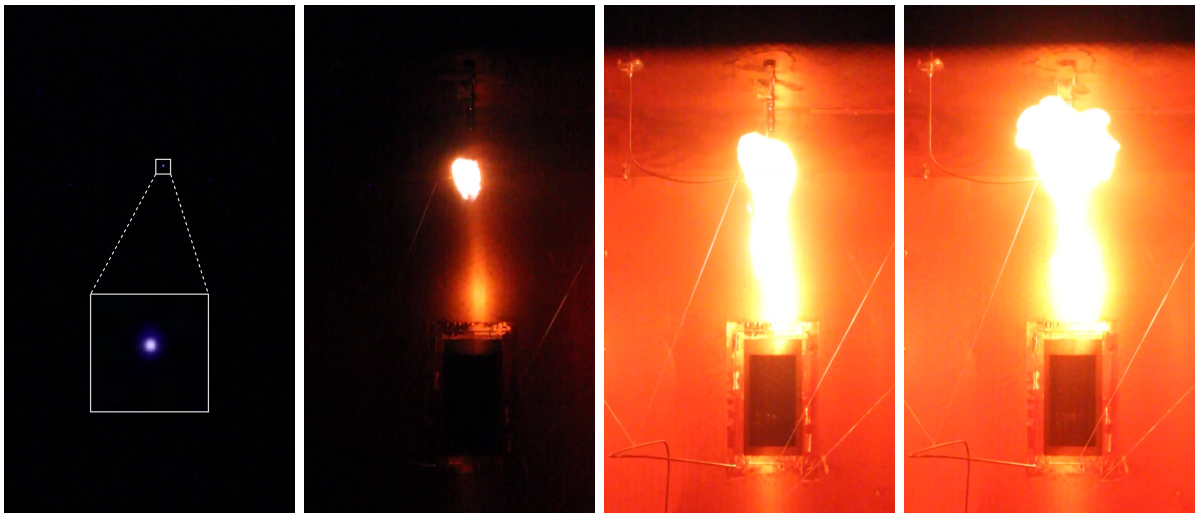
(b) Signaux reçus (e) Signaux reçus (h) Signaux reçus

(c) Claquage sur le SRR 3 (f) Claquage sur le SRR 5 (i) Claquage sur le SRR 6

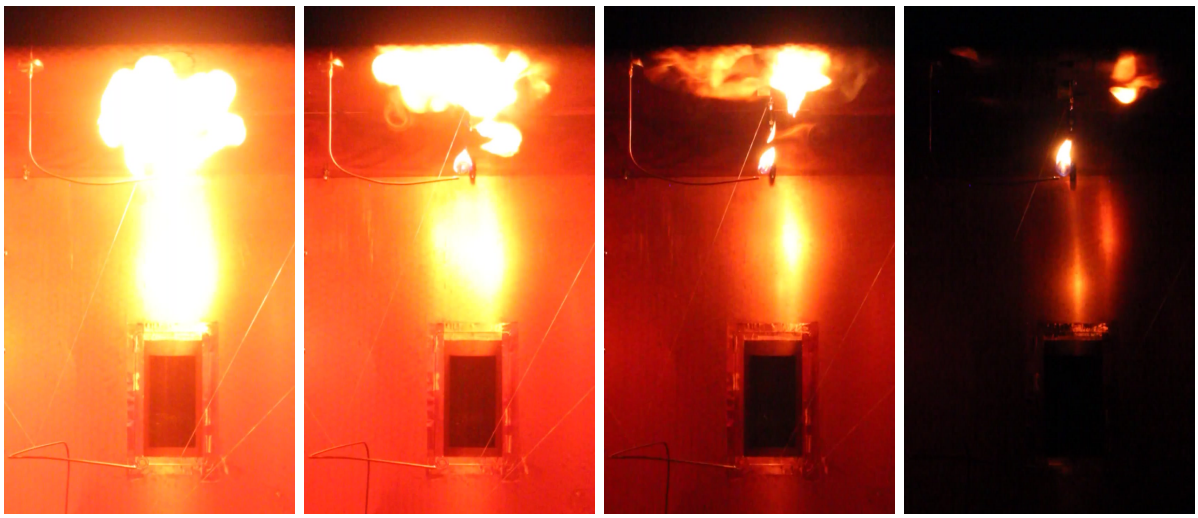
FIGURE E.1 – Démonstration de la sélectivité sur les trois couples boucle magnétique/SRR

Annexe F : Photos de l'essai d'allumage du 07/10/2025

La Figure F.1 montre quelques images extraites d'une vidéo du premier essai d'allumage réussi (07/10/2025). On y voit successivement : le plasma avant allumage (Figure F.1a), l'allumage (première image où l'on voit une flamme, Figure F.1b), puis quelques images de la combustion (Figure F.1c à F.1g). La dernière image (Figure F.1h) montre la flamme résiduelle due à la combustion de gouttes de kérosènes accumulées sur le SRR.



(a) Plasma $t_a - 40\,\text{ms}$ (b) Allumage $t = t_a$ (c) Combustion $t_a + 80\,\text{ms}$ (d) Combustion $t_a + 160\,\text{ms}$



(e) Combustion $t_a + 240\,\text{ms}$ (f) Combustion $t_a + 320\,\text{ms}$ (g) Fin de combustion $t_a + 400\,\text{ms}$ (h) Flamme résiduelle $t_a + 480\,\text{ms}$

FIGURE F.1 – Essai d'allumage réussi du 07/10/2025

Bibliographie

[1] V. Mazières, "Claquage microonde par retournement temporel," Thèse de doctorat, Toulouse 3, nov. 2020. adresse : https://www.theses.fr/2020TOU30230

[2] B. Fragge, "Allumage d'une chambre de combustion par retournement temporel micro-onde," Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, mars 2022. adresse : https://theses.fr/2022ESAE0015

[3] Rolls-Royce, *The Jet Engine*. 1996, isbn : 0 902121 2 35.

[4] J. D. Clark, *Ignition ! : An Informal History of Liquid Rocket Propellants* (Rutgers University Press Classics). New Brunswick, New Jersey : Rutgers University Press, 2017, isbn : 978-0-8135-0725-5.

[5] A. H. Lefebvre et D. R. Ballal, *Gas Turbine Combustion : Alternative Fuels and Emissions, Third Edition*, 3e éd. Boca Raton : CRC Press, avr. 2010, isbn : 978-0-429-14104-1. doi : 10.1201/9781420086058

[6] N. Garcia Rosa, "Phénomènes d'allumage d'un foyer de turbomachine en conditions de haute altitude," Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, jan. 2008. adresse : https://www.theses.fr/2008ESAE0009

[7] G. Linassier, "Étude expérimentale et numérique de l'allumage des turboréacteurs en conditions de haute altitude," Thèse de doctorat, Toulouse, ISAE, mai 2012. adresse : https://theses.fr/2012ESAE0013

[8] M. Boileau, "Large eddy simulation of two-phase ignition in aeronautical combustors," Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, oct. 2007. adresse : https://theses.hal.science/tel-00282523

[9] M. Sanjosé, "Evaluation de la méthode Euler-Euler pour la simulation aux grandes échelles des chambres à carburant liquide," These de doctorat, Toulouse, INPT, déc. 2009. adresse : https://theses.fr/2009INPT066H

[10] D. B. Spalding, "Theory of particle combustion at high pressures," *ARS Journal*, vol. 29, no 11, p. 828-835, nov. 1959. doi : 10.2514/8.4918

[11] H. H. Chiu, H. Y. Kim et E. J. Croke, "Internal group combustion of liquid droplets," *Symposium (International) on Combustion*, Nineteenth Symposium (International) on Combustion, vol. 19, no 1, p. 971-980, jan. 1982, issn : 0082-0784. doi : 10.1016/S0082-0784(82)80273-7

[12] R. Maly et M. Vogel, "Initiation and propagation of flame fronts in lean CH4-air mixtures by the three modes of the ignition spark," *Symposium (International) on Combustion*, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, vol. 17, no 1, p. 821-831, jan. 1979, issn : 0082-0784. doi : 10.1016/S0082-0784(79)80079-X

[13] D. R. Ballal et A. H. Lefebvre, "Ignition and flame quenching of flowing heterogeneous fuel-air mixtures," *Combustion and Flame*, vol. 35, p. 155-168, jan. 1979, issn : 0010-2180. doi : 10.1016/0010-2180(79)90019-1

[14] K. V. L. Rao et A. H. Lefebvre, "Minimum ignition energies in flowing kerosine-air mixtures," *Combustion and Flame*, vol. 27, p. 1-20, août 1976, issn : 0010-2180. doi : 10.1016/0010-2180(76)90002-X

[15] D. R. Ballal et A. H. Lefebvre, "Ignition of liquid fuel sprays at subatmospheric pressures," *Combustion and Flame*, vol. 31, p. 115-126, jan. 1978, ISSN : 0010-2180. DOI : 10.1016/0010-2180(78)90122-0

[16] S. M. Starikovskaia, "Plasma assisted ignition and combustion," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 39, n° 16, R265, août 2006, ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/0022-3727/39/16/R01

[17] A. Starikovskiy et N. Aleksandrov, "Plasma-assisted ignition and combustion," *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 39, n° 1, p. 61-110, fév. 2013, ISSN : 0360-1285. DOI : 10.1016/j.pecs.2012.05.003

[18] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, J. E. Allen, éd. Heidelberg : Springer Berlin, 1991, ISBN : 978-3-642-64760-4. adresse : https://link.springer.com/book/9783642647604

[19] A. Fridman et L. A. Kennedy, *Plasma Physics and Engineering*. Boca Raton : CRC Press, avr. 2014, ISBN : 978-0-429-19076-6. DOI : 10.1201/9781482293630

[20] G. Belmont, L. Rezeau, C. Riconda et A. Zaslavsky, *Introduction à la physique des plasmas* (Collection Physique). ISTE Editions, 2018, ISBN : 978-1-78405-461-8.

[21] O. Guaitella, I. Marinov et A. Rousseau, "Role of charge photodesorption in self-synchronized breakdown of surface streamers in air at atmospheric pressure," *Applied Physics Letters*, vol. 98, n° 7, p. 071 502, fév. 2011, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.3552965

[22] Y. Akishev et al., "About the possible source of seed electrons initiating the very first breakdown in a DBD operating with the air at atmospheric pressure," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 30, n° 2, p. 025 008, mars 2021, ISSN : 0963-0252. DOI : 10.1088/1361-6595/abdaa0

[23] T. Delage, "Absorption virtuelle microonde pour l'allumage de décharges plasma sans réflexion," Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, déc. 2023. adresse : https://theses.hal.science/tel-04413931

[24] O. Guaitella, I. Marinov et A. Rousseau, "Role of charge photodesorption in self-synchronized breakdown of surface streamers in air at atmospheric pressure," *Applied Physics Letters*, vol. 98, n° 7, p. 071 502, fév. 2011, ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : 10.1063/1.3552965

[25] L. Gould et L. W. Roberts, "Breakdown of air at microwave frequencies," *Journal of Applied Physics*, vol. 27, n° 10, p. 1162-1170, oct. 1956, ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.1722222

[26] F. Paschen, "Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz," *Annalen der Physik*, vol. 273, n° 5, p. 69-96, 1889, ISSN : 1521-3889. DOI : 10.1002/andp.18892730505

[27] A. Semnani, A. Venkattraman, A. A. Alexeenko et D. Peroulis, "Frequency response of atmospheric pressure gas breakdown in micro/nanogaps," *Applied Physics Letters*, vol. 103, n° 6, p. 063 102, août 2013, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.4817978

[28] P. Felsenthal, "Nanosecond-Pulse Microwave Breakdown in Air," *Journal of Applied Physics*, vol. 37, n° 12, p. 4557-4560, nov. 1966, ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.1708080

[29] J. Schmid, "Influence of absolute humidity on the electrical breakdown in air," *European Transactions on Electrical Power*, vol. 2, n° 5, p. 327-334, 1992, ISSN : 1546-3109. DOI : 10.1002/etep.4450020511

[30] B. Li, X. Li, M. Fu, R. Zhuo et D. Wang, "Effect of humidity on dielectric breakdown properties of air considering ion kinetics," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 51, n° 37, p. 375 201, août 2018, ISSN : 0022-3727. DOI : 10.1088/1361-6463/aad5b9

[31] P. F. Combes, *Micro-ondes : 1. Lignes, guides et cavités*. Paris : Dunod, 1996, vol. 1, ISBN : 2 10 002840 5.

[32] G. Lerosey, "Retournement temporel d'ondes électromagnétiques et application à la télécommunication en milieux complexes," Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris VII, déc. 2006.

[33] J. Pendry, A. Holden, D. Robbins et W. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, n° 11, p. 2075-2084, nov. 1999, ISSN : 00189480. DOI : 10.1109/22.798002

[34] C. Jodet, "Vers une électrodynamique microonde," These de doctorat, Université de Toulouse, déc. 2024. adresse : https://theses.fr/2024TLSES205

[35] F. Iza et J. Hopwood, "Low-power microwave plasma source based on a microstrip split-ring resonator," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 31, n° 4, p. 782-787, août 2003, ISSN : 1939-9375. DOI : 10.1109/TPS.2003.815470

[36] J. Hopwood, F. Iza, S. Coy et D. B. Fenner, "A microfabricated atmospheric-pressure microplasma source operating in air," *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 38, n° 11, p. 1698-1703, juin 2005, ISSN : 0022-3727, 1361-6463. DOI : 10.1088/0022-3727/38/11/009

[37] A. R. Hoskinson, S. Parsons et J. Hopwood, "Gas breakdown and plasma impedance in split-ring resonators," *The European Physical Journal D*, vol. 70, n° 2, p. 30, fév. 2016, ISSN : 1434-6079. DOI : 10.1140/epjd/e2016-60445-x

[38] R. A. Dextre, T. Yamauchi, K. A. Polzin et K. G. Xu, "Concentric Split-Ring Resonator microwave microplasma generation at off-resonant frequencies," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 48, n° 4, p. 827-834, avr. 2020, ISSN : 1939-9375. DOI : 10.1109/TPS.2020.2978838

[39] P. K. Singh, J. Hopwood et S. Sonkusale, "Metamaterials for remote generation of spatially controllable two dimensional array of microplasma," *Scientific Reports*, vol. 4, n° 1, p. 5964, août 2014, ISSN : 2045-2322. DOI : 10.1038/srep05964

[40] B. Fragge, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal et M. Orain, "Fuel ignition using remote generation of microwave plasma in air at atmospheric pressure," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 99, p. 2, 2024, ISSN : 1286-0042, 1286-0050. DOI : 10.1051/epjap/2023230152

[41] O. Sydoruk, E. Tatartschuk, E. Shamonina et L. Solymar, "Analytical formulation for the resonant frequency of split rings," *Journal of Applied Physics*, vol. 105, p. 014 903-014 903, fév. 2009. DOI : 10.1063/1.3056052

[42] F. Iza et J. Hopwood, "Split-ring resonator microplasma : microwave model, plasma impedance and power efficiency," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 14, n° 2, p. 397, mai 2005, ISSN : 0963-0252. DOI : 10.1088/0963-0252/14/2/023

[43] M. Fink et al., "Time-reversed acoustics," *Reports on Progress in Physics*, vol. 63, n° 12, p. 1933, déc. 2000, ISSN : 0034-4885. DOI : 10.1088/0034-4885/63/12/202

[44] M. Fink, C. Prada, F. Wu et D. Cassereau, "Self focusing in inhomogeneous media with time reversal acoustic mirrors," dans *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium*, oct. 1989, 681-686 vol.2. DOI : 10.1109/ULTSYM.1989.67072

[45] A. Derode, P. Roux et M. Fink, "Robust acoustic time reversal with high-order multiple scattering," *Physical Review Letters*, vol. 75, n° 23, p. 4206-4209, déc. 1995. DOI : 10.1103/PhysRevLett.75.4206

[46] C. Draeger et M. Fink, "One-Channel Time Reversal of Elastic Waves in a Chaotic 2D-Silicon Cavity," *Physical Review Letters*, vol. 79, n° 3, p. 407-410, juill. 1997. DOI : 10.1103/PhysRevLett.79.407

[47] C. Draeger, J.-C. Aime et M. Fink, "One-channel time-reversal in chaotic cavities : Experimental results," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105, n° 2, p. 618-625, fév. 1999, ISSN : 0001-4966. DOI : 10.1121/1.426252

[48] C. Draeger et M. Fink, "One-channel time-reversal in chaotic cavities : Theoretical limits," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 105, n° 2, p. 611-617, fév. 1999, ISSN : 0001-4966. DOI : 10.1121/1.426251

[49] G. Lerosey, J. Rosny, A. Tourin, D. Arnaud, G. Montaldo et M. Fink, "Time reversal of electromagnetic waves," *Physical Review Letters*, vol. 92, p. 193 904, juin 2004. DOI : 10.1103/PhysRevLett.92.193904

[50] M. Fink, "Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 39, n° 5, p. 555-566, sept. 1992, ISSN : 1525-8955. DOI : 10.1109/58.156174

[51] A. Alberti, D. Wisniacki, G. Maffei et M. Eguia, "Effect of chaos in a one-channel time-reversal acoustic mirror," *Physical Review E*, vol. 100, juill. 2019. DOI : 10.1103/PhysRevE.100.012208

[52] J. de Rosny, "Milieux réverbérants et réversibilité," Thèse de doctorat, Paris 6, jan. 2000. adresse : https://www.theses.fr/2000PA066253

[53] S. M. Young, B. E. Anderson, M. L. Willardson, P. E. Simpson et P.-Y. Le Bas, "A comparison of impulse response modification techniques for time reversal with application to crack detection," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 145, n° 5, p. 3195-3207, mai 2019, ISSN : 0001-4966. DOI : 10.1121/1.5109395

[54] A. Derode, A. Tourin et M. Fink, "Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, n° 9, p. 6343-6352, mai 1999, ISSN : 0021-8979. DOI : 10.1063/1.370136

[55] K. B. Yeo, "Contrôle du front d'onde pour des scénarios d'agression électromagnétique à distance et de communications en environnement à trajets multiples," These en préparation, Rennes, INSA, 2023. adresse : https://theses.fr/s359787

[56] P. Ambichl, A. Brandstötter, J. Böhm, M. Kühmayer, U. Kuhl et S. Rotter, "Focusing inside disordered media with the Generalized Wigner-Smith Operator," *Physical Review Letters*, vol. 119, n° 3, p. 033 903, juill. 2017. DOI : 10.1103/PhysRevLett.119.033903

[57] V. Mazières, R. Pascaud, L. Liard, S. Dap, R. Clergereaux et O. Pascal, "Plasma generation using time reversal of microwaves," *Applied Physics Letters*, vol. 115, n° 15, p. 154 101, oct. 2019, ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.5126198

[58] V. Mazières, R. Pascaud, L. Liard, S. Dap, R. Clergereaux et O. Pascal, "Time reversal plasmas as a versatile space-time patterning deposition method," dans *2021 IEEE 16th Nanotechnology Materials and Devices Conference (NMDC)*, Vancouver, BC, Canada : IEEE, déc. 2021, p. 1-4. DOI : 10.1109/NMDC50713.2021.9677515

[59] V. Mazières et al., "Spatio-temporal dynamics of a nanosecond pulsed microwave plasma ignited by time reversal," *Plasma Sources Science and Technology*, vol. 29, n° 12, p. 125 017, déc. 2020, ISSN : 0963-0252. DOI : 10.1088/1361-6595/abc9ff

[60] V. Mazières et al., "Space-Time Plasma-Steering Source : Control of microwave plasmas in overmoded cavities," *Physical Review Applied*, vol. 16, n° 5, p. 054 038, nov. 2021, ISSN : 2331-7019. DOI : 10.1103/PhysRevApplied.16.054038

[61] B. Fragge, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal et M. Orain, "A versatile set-up to study plasma/microwave sources for liquid fuel ignition," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 92, n° 3, p. 30 903, déc. 2020, ISSN : 1286-0042, 1286-0050. DOI : 10.1051/epjap/2020200228

[62] A. Cozza et H. Moussa, "Enforcing a deterministic polarization in a reverberating environment," *Electronics Letters*, vol. 45, n° 25, p. 1299-1301, déc. 2009. DOI : 10.1049/el.2009.2597

[63] P. Dussolliet-Berthod, J. Sokoloff, O. Rouzaud, O. Pascal et M. Orain, "Etude de la focalisation par retournement temporel pour le claquage de plasmas : influence de la répétition et de la durée d'impulsion," dans *Journées Scientifiques d'URSI France*, Paris, mars 2024. adresse : https://ursifr-2024.sciencesconf.org/519148

[64] P. Dussolliet-Berthod et al., "Selectively igniting plasmas in air at atmospheric pressure through time-reversal of microwaves," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 101, p. 7, 2026, ISSN : 1286-0042, 1286-0050. DOI : 10.1051/epjap/2026005

[65] V. Bodoc, "Modélisation de l'évaporation de Gouttes Multicomposants," These de Doctorat, Toulouse, ISAE, jan. 2011. adresse : https://theses.fr/2011ESAE0022

[66] J. Sokoloff et al., "Allumage par retournement temporel dans une chambre de combustion," dans *Journées Scientifiques d'URSI France*, Paris, mars 2024. adresse : https://ursifr-2024.sciencesconf.org/517444

[67] A. V. Oppenheim et R. W. Schafer, *Discrete-Time Signal Processing* (Prentice Hall Signal Processing Series). Englewoods Cliffs, NJ : Prentice-Hall International, 1989, ISBN : 978-0-13-216292-0.

[68] S. W. Smith, *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*. 1997. adresse : https://www.dspguide.com/

Exemples

[E1] A. Dequasie, *The Green Flame : Surviving Government Secrecy*. Washington, DC : American Chemical Society, 1991, isbn : 978-0-8412-1857-4.

[E2] US Department of Defense, *Lockheed SR-71 Blackbird Flight Manual - Declassified (Unclassified)*, oct. 1989. adresse : http://archive.org/details/0003756-lockheed-sr-71-03

[E3] S. A. O'Briant, S. B. Gupta et S. S. Vasu, "Review : laser ignition for aerospace propulsion," *Propulsion and Power Research*, vol. 5, n° 1, p. 1-21, mars 2016, issn : 2212-540X. doi : 10.1016/j.jppr.2016.01.004

[E4] J. Reveillon et L. Vervisch, "Analysis of weakly turbulent dilute-spray flames and spray combustion regimes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 537, p. 317-347, août 2005, issn : 1469-7645, 0022-1120. doi : 10.1017/S0022112005005227

[E5] R. Read, J. Rogerson et S. Hochgreb, "Relight imaging at low temperature, low pressure conditions," dans *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada : American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan. 2008, isbn : 978-1-62410-128-1. doi : 10.2514/6.2008-957

[E6] A. Lang, R. Lecourt et F. Giuliani, "Statistical evaluation of ignition phenomena in turbojet engines," dans *ASME Turbo Expo 2010 : Power for Land, Sea, and Air*, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, déc. 2010, p. 985-992. doi : 10.1115/GT2010-23229

[E7] BEA, "Pannes d'essence en aviation générale," rapp. tech. adresse : https://bea.aero/fileadmin/uploads/tx_scalaetudessecurite/pannes.d.essence_01.pdf

[E8] NTSB, "SA67 - Flying on Empty," *NTSB Safety Alert*, vol. 67, août 2017. adresse : https://www.ntsb.gov/Advocacy/safety-alerts/Documents/SA-067.pdf

[E9] L. McKinstry, *Spitfire : Portrait of a Legend*. London : John Murray Publishers Ltd, 2007, isbn : 978-0-7195-6874-9.

[E10] P. Garrison, "Flameout," *Smithsonian Magazine*, sept. 2006. adresse : https://www.smithsonianmag.com/air-space-magazine/flameout-9043856/

[E11] GE Aerospace, *GEnx | Weather Proof | Aircraft Engine Testing*, avr. 2010. adresse : https://www.youtube.com/watch?v=_PR0Ka_J2P4

[E12] J. Mason, W. Strapp et P. Chow, "The ice particle threat to engines in flight," dans *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada : American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan. 2006, isbn : 978-1-62410-039-0. doi : 10.2514/6.2006-206

[E13] D. R. Jenkins, *Fairchild-Republic A/OA-10 Warthog* (Warbird Tech Series). North Branch, MN : Specialty Press, 1998, vol. 20, isbn : 978-1-58007-013-3.

[E14] J. H. Childs, R. Friedman, F. D. Kochendorfer et R. J. Lubick, *Stall and flame-out resulting from firing of armament*, août 1955. adresse : https://ntrs.nasa.gov/citations/19930088719

[E15] D. Brodnev, *Demonstration of operation of gas turbine engine ignition system :* mars 2021. adresse : https://www.youtube.com/watch?v=MV-j4s0Ox0w

[E16] F. Whittle, “The first james clayton lecture : the early history of the whittle jet propulsion gas turbine,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 152, n° 1, p. 419-435, juin 1945, ISSN : 0020-3483. DOI : 10.1243/PIME_PROC_1945_152_071_02

[E17] Zeto.r, *Igniter plug in jet engine and what is its purpose*, avr. 2024. adresse : https://www.youtube.com/watch?v=ZAsx-bk3QaY

[E18] BigIronTV, *Jet Engine Igniter Change - GE90-90B*, mai 2016. adresse : https://www.youtube.com/watch?v=g8Gp47Yhtt8

[E19] G. F. W. Ziegler, E. P. Wagner, B. Saggau, R. Maly et W. Herden, “Influence of a breakdown ignition system on performance and emission characteristics,” SAE International, Warrendale, PA, SAE Technical Paper 840992, août 1984. DOI : 10.4271/840992

[E20] A. A. Abdel-Rehim, “Impact of spark plug number of ground electrodes on engine stability,” *Ain Shams Engineering Journal*, vol. 4, n° 2, p. 307-316, juin 2013, ISSN : 2090-4479. DOI : 10.1016/j.asej.2012.09.006

[E21] J. D. Dale, M. D. Checkel et P. R. Smy, “Application of high energy ignition systems to engines,” *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 23, n° 5, p. 379-398, jan. 1997, ISSN : 0360-1285. DOI : 10.1016/S0360-1285(97)00011-7

[E22] S. Bentaleb, P. Tardiveau, F. Jorand, P. Jeanney et L. Magne, “Ignition of N2/O2/C3H8 mixtures by a single nanosecond pulsed discharge at atmospheric pressure,” dans *20th International Symposium on Plasma Chemistry*, Philadelphia, USA, 2011.

[E23] S. V. Pancheshnyi, D. A. Lacoste, A. Bourdon et C. O. Laux, “Ignition of propane–air mixtures by a repetitively pulsed nanosecond discharge,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 34, n° 6, p. 2478-2487, déc. 2006, ISSN : 1939-9375. DOI : 10.1109/TPS.2006.876421

[E24] F. A. Pertl et J. E. Smith, “Electromagnetic design of a novel microwave internal combustion engine ignition source, the quarter wave coaxial cavity igniter,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, vol. 223, n° 11, p. 1405-1417, nov. 2009, ISSN : 0954-4070. DOI : 10.1243/09544070JAUTO1215

[E25] C. A. Stevens, F. A. Pertl, J. L. Hoke, F. R. Schauer et J. E. Smith, “Comparative testing of a novel microwave ignition source, the quarter wave coaxial cavity igniter,” *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D : Journal of Automobile Engineering*, vol. 225, n° 12, p. 1633-1640, déc. 2011, ISSN : 0954-4070. DOI : 10.1177/0954407011411389

[E26] J. von Hagen, Y. Venot, Y. Zhang et W. Wiesbeck, “Microwave-generated plasma in air under standard conditions,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 29, n° 4, p. 604-608, août 2001, ISSN : 1939-9375. DOI : 10.1109/27.940954

[E27] M. K. Le, A. Nishiyama et Y. Ikeda, “Evaluation of a novel miniaturised microwave resonating igniter : The Flat Panel Igniter,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 37, n° 4, p. 5613-5620, jan. 2019, ISSN : 1540-7489. DOI : 10.1016/j.proci.2018.06.024

[E28] Y. Ikeda, A. Nishiyama et M. Kaneko, “Microwave enhanced ignition process for fuel mixture at elevated pressure of 1MPa,” dans *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, sér. Aerospace Sciences Meetings, American Institute of Aeronautics and Astronautics, jan. 2009. doi : 10.2514/6.2009-223

[E29] M. Maillard et al., “Ignition of a safran’s helicopter engine with a compact nanosecond laser system,” dans *ASME Turbo Expo 2023 : Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, sept. 2023. doi : 10.1115/GT2023-103897

[E30] M. Maillard, “Développement de nouvelles sources laser pour l’allumage et rallumage en altitude des turboréacteurs,” Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, fév. 2024. adresse : https://theses.hal.science/tel-04549561

[E31] B. Done, “Experimental investigations of LASER ignition use at spark ignition engine,” *Procedia Manufacturing*, 11th International Conference Interdisciplinarity in Engineering, INTER-ENG 2017, 5-6 October 2017, Tirgu Mures, Romania, vol. 22, p. 659-666, jan. 2018, issn : 2351-9789. doi : 10.1016/j.promfg.2018.03.095

[E32] D. W. R. McKinley, *Meteor Science and Engineering*. New York : McGraw-Hill, 1961.

[E33] International Atomic Energy Agency, *Exemption from Regulatory Control of Goods Containing Small Amounts of Radioactive Material* (IAEA-Tecdoc 1679). Vienna : International Atomic Energy Agency, 2012, isbn : 978-92-0-129910-9.

[E34] D. Isakov, C. J. Stevens, F. Castles et P. S. Grant, “A Split Ring Resonator dielectric probe for near-field dielectric imaging,” *Scientific Reports*, vol. 7, n° 1, p. 2038, mai 2017, issn : 2045-2322. doi : 10.1038/s41598-017-02176-3

[E35] O. Sakai, S. Iio et Y. Nakamura, “Overdense microwave plasma generation in a negative-permeability space,” *Plasma and Fusion Research*, vol. 8, n° 0, p. 1 406 167-1 406 167, 2013, issn : 1880-6821. doi : 10.1585/pfr.8.1406167

[E36] R. Navarro, L. Liard et J. Sokoloff, “Effects of a low pressure plasma on a negative-permeability metamaterial,” *Journal of Applied Physics*, vol. 126, n° 16, p. 163 304, oct. 2019, issn : 0021-8979, 1089-7550. doi : 10.1063/1.5120479

[E37] M. Fink, *Démons de Loschmidt, retournement temporel et holographie*, Ecole Polytechnique, Paris, oct. 2015. adresse : https://www.youtube.com/watch?v=U6T_JrpGn2c

[E38] P. Roux et M. Fink, “Time reversal in a waveguide : Study of the temporal and spatial focusing,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, n° 5, p. 2418-2429, mai 2000, issn : 0001-4966. doi : 10.1121/1.428628

[E39] W. A. Kuperman, W. S. Hodgkiss, H. C. Song, T. Akal, C. Ferla et D. R. Jackson, “Phase conjugation in the ocean : Experimental demonstration of an acoustic time-reversal mirror,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 103, n° 1, p. 25-40, jan. 1998, issn : 0001-4966. doi : 10.1121/1.423233

[E40] K. B. Yeo, C. Leconte, P. del Hougne, P. Besnier et M. Davy, “Time reversal communications with channel state information estimated from impedance modulation at the receiver,” *IEEE Access*, vol. 10, p. 91 119-91 126, 2022, issn : 2169-3536. doi : 10.1109/ACCESS.2022.3201559

[E41] B. Orazbayev, M. Malléjac, N. Bachelard, S. Rotter et R. Fleury, *Wave momentum shaping for moving objects in heterogeneous and dynamic media*, déc. 2023. doi : 10.48550/arXiv.2401.00853 arXiv : 2401.00853 [physics].

[E42] A. M. Davydov, S. I. Gritsinin, I. A. Kossyi, Y. M. Shikhman et V. A. Vinogradov, "Application of MW plasma generator for ignition of kerosene/air mixture," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 36, n° 6, p. 2909-2917, déc. 2008, issn : 1939-9375. doi : 10.1109/TPS.2008.2006977

[E43] Z. B. Drikas, B. D. Addissie, V. M. Mendez et S. Raman, "A Compact, High-Gain, High-Power, Ultrawideband Microwave Pulse Compressor Using Time-Reversal Techniques," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 68, n° 8, p. 3355-3367, août 2020, issn : 1557-9670. doi : 10.1109/TMTT.2020.3003037

[E44] P. Gay-Balmaz et O. J. F. Martin, "Electromagnetic resonances in individual and coupled split-ring resonators," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, n° 5, p. 2929-2936, sept. 2002, issn : 0021-8979. doi : 10.1063/1.1497452

[E45] F. Hesmer et al., "Coupling mechanisms for split ring resonators : Theory and experiment," *physica status solidi (b)*, vol. 244, n° 4, p. 1170-1175, avr. 2007, issn : 0370-1972, 1521-3951. doi : 10.1002/pssb.200674501

[E46] J. S. Bobowski, "Using split-ring resonators to measure the electromagnetic properties of materials : An experiment for senior physics undergraduates," *American Journal of Physics*, vol. 81, n° 12, p. 899-906, déc. 2013, issn : 0002-9505, 1943-2909. doi : 10.1119/1.4823807

Documentation technique

[D1] International Programme on Chemical Safety, *ICSC 0663 - KEROSENE*. adresse : https://www.inchem.org/documents/icsc/icsc/eics0663.htm

[D2] W. M. Haynes, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 97ème. CRC Press, 2016.

[D3] Tektronix, *AWG70000 Series Arbitrary Waveform Generator - Datasheet*.

[D4] Keysight, *33600A Series Trueform Waveform Generators - Datasheet*.

[D5] Keysight, *DSA91304A - Infiniium 90000 Series Oscilloscopes - Datasheet*.

[D6] Keysight, *What Is Dynamic Range in Oscilloscopes ? - Keysight Oscilloscope Glossary - Keysight Technologies*. adresse : https://www.keysight.com/used/us/en/knowledge/glossary/oscilloscopes/what-is-dynamic-range-in-audio-and-video

[D7] Keysight, *E5071C VNA - Datasheet*. adresse : https://www.keysight.com/us/en/assets/7018-01424/data-sheets/5989-5479.pdf

[D8] enprobe, *E-Field Probe System EFS-105 - User Guide*.

[D9] enprobe, *E-Field Probe System EFS-105 - Technical Data*.

[D10] Sonics, *VCX134ATA Ultrasonic Atomizer - Operational Manual*. adresse : https://www.sonics.com/vibracell/site/assets/files/1474/atomizer_manual_11-21.pdf

[D11] The MathWorks, Inc, *Conv - Convolution et multiplication polynomiale*, 2025. adresse : https://mathworks.com/help/matlab/ref/conv.html

[D12] SciPy, *SciPy v1.16.2 Manual - Fftconvolve*, 2025. adresse : https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.signal.fftconvolve.html#scipy.signal.fftconvolve

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE
Liberté
Égalité
Fraternité

Université de Toulouse

Titre : Étude expérimentale de l'allumage par retournement temporel micro-onde pour des applications aéronautiques

Mots clés : retournement temporel, allumage, chambre de combustion, plasma, micro-onde, carburant de synthèse durable

Résumé : Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche visant à mettre au point un nouveau système d'allumage pour des applications aéronautiques. Plus précisément, il s'agit ici d'utiliser le retournement temporel (RT) pour focaliser des micro-ondes en un point donné afin d'y déposer de l'énergie et engendrer un plasma, ce plasma allumant ensuite le carburant. Un avantage du retournement temporel est notamment la possibilité de changer l'endroit du dépôt d'énergie, et donc potentiellement de l'allumage, uniquement en changeant la forme du signal micro-onde émis. Cette thèse fait suite à une première thèse, celle de B. Fragge, où l'allumage de carburant par des plasmas micro-ondes générés sur des initiateurs de type Split-Ring-Resonator (SRR) a été démontré, sans toutefois réussir à prouver la capacité à choisir l'endroit où a lieu l'allumage. L'objectif de la présente thèse est donc de démontrer cette capacité.
La thèse se décompose en trois parties. Dans un premier temps, une étude de la focalisation spatiale par retournement temporel a été réalisée via une approche mixte expérimental/numérique. Celle-ci a permis de mettre en évidence certaines contraintes à respecter sur le signal envoyé (durée, nombre d'impulsions maximales) afin d'assurer la focalisation dans une zone de dimensions satisfaisantes au regard de l'application visée. Dans un deuxième temps, et en tenant compte de ces contraintes, des essais de claquage de plasmas par retournement temporel ont été réalisés. Pour cela, un signal micro-onde haute puissance (quelques kilowatts) a été injecté dans une cavité réverbérante et focalisé par RT sur les initiateurs de type SRR. Une caractérisation préalable de ce type d'initiateur résonant et de leur couplage avec les sondes permettant de mesurer le signal reçu après retournement temporel a aussi été nécessaire. Une fois le claquage de plasmas par retournement temporel prouvé, la dernière partie de la thèse a consisté à essayer d'allumer du carburant avec les plasmas ainsi générés. Quelques essais d'allumage ont été réalisés avec succès. Pour finir, un inventaire des difficultés techniques et des succès rencontrés permet d'identifier les limites de la méthode et de dégager des perspectives d'amélioration.

Title: Experimental study on the ignition by time-reversal of microwaves for aeronautical applications

Key words: time reversal, ignition, combustion chamber, plasma, microwave, sustainable synthetic fuel

Abstract: This thesis is part of a broader research project whose goal is to develop a new ignition system for aeronautical applications. More precisely, the objective is to use time-reversal to focus microwaves in order to generate a localized plasma, and then use that plasma to ignite a fuel. One of the advantage of time-reversal is the ability to change the location where the plasma is created, and therefore where the ignition takes places, solely by changing the microwave signal emitted. This thesis is a continuation of the thesis of B. Fragge, where the ignition of fuel by plasmas generated on Split-Ring Resonators (SRR) was first demonstrated. The ability to choose where the ignition takes place, however, could not be demonstrated at the time. The main objective of the current thesis is therefore to demonstrate this capability.
This thesis is made of three parts. First, a study on the quality of the spatial focalization after time-reversal was conducted via a mixed experimental/numerical approach. This study showed that different constraints on the emitted signal (duration and number of pulses) have to be respected in order to generate a focal spot of appropriate dimensions with regards to the considered applications. In a second part of the thesis, plasma ignition experiments with time-reversal were conducted. In order to do this, a high-power microwave signal (a few kilowatts) was injected inside a reverberant cavity and focused by time-reversal on SRR initiators. Note that this type of resonant initiators, as well as their coupling to the probes used to measure the signal after time-reversal, first had to be characterized before the experiments could take place. After demonstrating the ability of time reversal to generate plasma, the last part of the thesis focused on trying to ignite a fuel with these plasmas. A few fuel ignition experiments were successful. Finally, based on the technical difficulties and successes encountered, some of the limits and perspectives of this method are explained.