



HAL
open science

Compréhension des mécanismes régissant le fonctionnement d'un tube hyperfréquence de type MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator).

Richard Cousin

► **To cite this version:**

Richard Cousin. Compréhension des mécanismes régissant le fonctionnement d'un tube hyperfréquence de type MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator).. Mécanique des structures [physics.class-ph]. Ecole Polytechnique X, 2005. Français. NNT: . pastel-00001651

HAL Id: pastel-00001651

<https://pastel.hal.science/pastel-00001651>

Submitted on 28 Jul 2010

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

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



THESE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique

Tubes Hyperfréquences

Présentée par :

Richard COUSIN

Pour obtenir le grade de Docteur de l'École Polytechnique

Titre :

**Compréhension des mécanismes régissant le
fonctionnement d'un tube hyperfréquence de type MILO
(Magnetically Insulated Line Oscillator)**

Thèse soutenue le 18 Avril 2005, devant le jury composé de :

Jean – Pierre BŒUF (<i>Rapporteur</i>)	Directeur de Recherches CNRS, Université de Toulouse
Guy BONNAUD (<i>Rapporteur</i>)	Directeur de Recherches, CEA Paris
Bernard JECKO (<i>Président du jury</i>)	Professeur, IRCOM, Université de Limoges
Jean LAROUB (<i>Directeur de thèse</i>)	Chargé de Recherche CNRS, Ecole Polytechnique
Jean – Marcel RAX	Professeur, Université Paris Sud, Orsay
Pierre RAYMOND	Responsable du groupe EMW, Institut Saint–Louis (ISL)
Alain Joseph DURAND (<i>Invité</i>)	Ingénieur tubes hyperfréquences, Thalès (TED), Vélizy
James W. EASTWOOD (<i>Invité</i>)	Culham Electromagnetics and Lightning, Royaume–Uni
Philippe GOUARD (<i>Invité</i>)	Ingénieur CEA, Bruyères–le–Châtel



La vénus de Milo a été découverte en Avril 1820 sur l'île de Mélos (Milo en grec moderne).

Remerciements

Avant tout je tiens à remercier Monsieur Pierre RAYMOND, chef du groupe EMW à l'Institut franco-allemand de recherches de Saint – Louis (ISL) qui a eu l'idée de proposer ce sujet et qui m'a donné la volonté de m'investir dans ce travail, après des mois difficiles.

Je tiens à remercier également Monsieur le Professeur Jean–Marcel RAX, directeur du Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas (LPTP), de m'avoir accueilli au sein de ses locaux, d'avoir accepté de participer au jury et de m'avoir fait confiance sur un projet aussi ambitieux que le développement du MILO.

Une profonde reconnaissance et un grand merci à Monsieur Jean LAROUR, mon directeur de thèse, pour ses précieux conseils, son investissement dans la thèse et le temps qu'il a toujours su me consacrer jusqu'au plus tard de certains soirs. Sa rigueur professionnelle et ses qualités humaines m'ont permis de compléter efficacement ma formation scientifique par la recherche dans une ambiance conviviale, souhaitable à tous les doctorants.

Je remercie particulièrement le Professeur Bernard JECKO de l'Université de Limoges d'avoir présidé le jury de ma thèse et pour l'intérêt qu'il a manifesté à mes travaux.

Merci aussi à ceux qui se sont investis dans la collaboration scientifique de cette thèse, qui ont toujours fait preuve d'enthousiasme et qui m'ont fourni des conditions de travail privilégiées. Ainsi, je remercie particulièrement Monsieur Philippe GOUARD, ingénieur au CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel, pour son aide précieuse sur le code de simulation MAGIC et ses intuitions fructueuses pour résoudre certains problèmes numériques. Je remercie aussi vivement Monsieur Alain DURAND, ingénieur à Thales Electron Devices (TED), qui a motivé le développement de plusieurs aspects originaux de cette thèse grâce à son expertise dans le domaine des tubes hyperfréquences.

Je tiens à exprimer également ma reconnaissance aux acteurs qui ont permis la construction d'un prototype expérimental dans des délais extraordinaires. A cette occasion, que soient remerciés les membres de l'atelier central et du bureau d'études de l'ISL, en particulier Monsieur Jacques MICHEL pour le temps consacré à la réalisation des plans, pour la fabrication par l'ISL d'un prototype expérimental, installé aujourd'hui au LPTP. Merci aussi à Monsieur Joseph WEY, chercheur à l'ISL, pour sa contribution aux aspects métrologiques et sa rigueur dans le développement de nouvelles techniques de mesure. Merci également à Monsieur Romain CHARON, de l'ISL, qui a pris à cœur de se déplacer au LPTP pour monter, tester et valider le fonctionnement du générateur de Marx compact qu'il avait conçu et développé lui-même à l'ISL.

Toute ma gratitude aux rapporteurs Messieurs Jean–Pierre BŒUF, directeur de recherches au CNRS et Guy BONNAUD, directeur de recherches au CEA pour leur accord immédiat à accepter ce rôle et qui ont pris de leur temps pour lire attentivement ce manuscrit. Un grand merci aussi à Monsieur James EASTWOOD, de Culham Electromagnetics and Lightning pour l'honneur qu'il me fait de participer au jury de cette thèse et dont les remarques m'ont été un apport inestimable.

Enfin, une attention toute particulière et un grand merci à Isabelle TAQUIN, Cathy PEINTURIER et Malika LANG pour leur dévouement et leur aide dans les méandres de l'administration et l'impression de cette thèse. Je garderai également un bon souvenir de nos randonnées annuelles, riches d'expériences et d'exploits sportifs au bout de l'Essonne.

Merci aussi à Jean–Luc RAIMBAULT, maître de conférences à l'Université Paris-Sud, pour ses apartés scientifiques qui m'ont permis de résoudre certains détails de calculs et d'approfondir certains aspects théoriques. Merci à Léonid ARANTCHOUK, chercheur au LPTP, pour son soutien pendant la phase de rédaction de ma thèse et merci également à Michel TANGUY pour son investissement personnel. Grâce à lui on a pu atteindre des records de vide dans le dispositif expérimental.

Je n'oublierai pas également la joie et la bonne humeur de l'ensemble des thésards et post-docs du LPTP qui font de ce laboratoire un havre de convivialité dans lequel on se sent particulièrement bien. Ainsi, merci à Juliette PLOUIN, Amélie PERRET, Bassima TALEB, Lina GATILOVA, Sébastien DINE, Nicolas BULCOURT, Nicolas LEMOINE, Nicolas PLIHON, Pierre LEVIF, Olivier GUAÏTELLA, Pierre LOISELEUR, Panayiotis SVARNAS, Garrett CURLEY et Cormac CORR.

Merci à tous, je garderai toujours un souvenir agréable de mes années de thèse.

Table des matières

Avant-propos	11
INTRODUCTION	17
I- Classification des tubes hyperfréquences	18
I-1 Les tubes « O »	18
I-2 Les tubes « M »	21
II- Les tubes micro-ondes de forte puissance (MFP)	24
II-1 Principe des MFP	25
II-2 Puissance moyenne de sortie élevée	26
II-2-1 Sources pour la fusion	26
II-2-2 Sources pour les accélérateurs de particules	26
II-3 Puissances crêtes élevées aux impulsions courtes (quelques centaines de ns)	27
II-3-1 Applications aux systèmes de détection à distance	27
II-3-2 Applications militaires	28
II-3-2-1 Le Vircator (VIRtual CAthode oscillaTOR)	28
II-3-2-2 Le Magnétron relativiste	29
II-3-2-3 Le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator)	29
II-3-2-4 Les Masers	30
II-4 Les effets du rayonnement micro-onde de forte puissance	31
CHAPITRE I : Les tubes à champs croisés	33
I- Les trajectoires électroniques en champs croisés	34
I-1 Mouvement particulaire classique	35
I-2 Mouvement particulaire relativiste	38
I-3 Approche fluide	40
II- Les tubes à champs croisés : influence de la géométrie	43
II-1 Dispositifs à champs croisés avec champ magnétique appliqué de l'extérieur	45
II-1-1 Cas plan	45
II-1-2 Cas cylindrique	48
II-2 Dispositifs à champs croisés avec champ magnétique propre généré par la ligne	51
II-2-1 Dispositifs à faisceau injecté	51
II-2-2 Dispositifs à émission distribuée	52

II-2-3 Le MILO	59
II-2-4 Conclusion	63
CHAPITRE II : Dimensionnement d'un MILO compact	65
I- Les différentes étapes de fonctionnement du MILO	66
I-1 L'émission électronique	66
I-1-1 La surface cathodique	66
I-1-2 L'émission de champ	68
I-1-3 Les mécanismes de création du faisceau radial	71
I-1-4 Dimensionnement de la cathode	74
I-2 L'isolement magnétique	77
I-3 L'interaction dans la ligne MILO	79
I-3-1 Les instabilités de faisceau : l'effet Diocotron	79
I-3-2 Le régime d'oscillation	81
II- Analyse numérique du fonctionnement du MILO : approche 2D	85
II-1 Présentation du code MAGIC	85
II-2 Géométrie de MILO 2D	87
II-3 Introduction de l'impulsion de tension	88
II-4 Caractérisation du faisceau d'électrons	90
II-5 Résultats de simulation 2D	93
II-5-1 Les lois de courants	93
II-5-2 La fréquence d'oscillation	95
II-5-3 La puissance hyperfréquence de sortie	98
II-6 Conclusion	99
CHAPITRE III : La structure électromagnétique du MILO	101
I- Généralités sur les cavités électromagnétiques	102
I-1 Le circuit RLC série	102
I-1-1 Résolution de l'équation différentielle associée au circuit série	103
I-1-2 Impédance série du circuit RLC, conditions de résonance	104
I-2 Le circuit RLC parallèle	107
I-3 Définition et interprétation physique du paramètre Q	108
I-4 Le coefficient de surtension propre d'une cavité	109
II- La cavité périodique du type Magnétron	110

II-1 Impédance d'un résonateur comportant plusieurs cavités couplées	111
II-2 La structure périodique	112
II-2-1 Particularité des résonateurs couplés par des iris	112
II-2-2 Propriétés des structures périodiques	113
II-2-2-1 Le guide périodique cylindrique	114
II-2-2-2 Le guide coaxial périodique	117
II-2-3 Le résonateur périodique	122
II-3 Simulation d'une cavité périodique coaxiale à 4 cellules	123
II-4 Couplage du résonateur périodique à 4 cellules avec un guide coaxial	132
II-4-1 Calcul de l'impédance d'une cavité couplée à un circuit extérieur	132
II-4-2 Etablissement des oscillations dans une cavité résonnante	133
II-4-3 Simulations d'un résonateur à 4 cellules, couplé à un guide coaxial	138
III- La cavité MILO d'après les dimensions du MILO ISL/LPTP	146
III-1 Caractérisation de la structure électromagnétique du MILO	147
III-1-1 Analyse théorique en énergie électromagnétique stockée	147
III-1-2 Analyse théorique en transmission	148
III-1-3 Discussion sur l'étude comparée entre l'analyse en énergie et l'analyse en transmission	150
III-2 Influence du filtre d'entrée constituant la cavité d'étranglement (« Choke »)	152
III-3 Dimensionnement de l'extracteur	157
III-4 Discussion du coefficient de surtension en charge	158
III-5 Influence de la longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode	161
III-6 Conclusions	162
CHAPITRE IV : Optimisation de la géométrie du MILO	165
I- Optimisation du processus d'interaction dans le résonateur périodique à 4 cellules couplées (approche numérique 2D)	166
I-1 Diagramme de dispersion du mode fondamental	166
I-2 L'interaction sur le mode $3\pi/4$	168
I-2-1 Mise en évidence de l'interaction possible	168
I-2-2 Isolement du mode $3\pi/4$	170
I-3 Optimisation du rendement de conversion énergétique	172
I-3-1 Calcul du rendement de conversion énergétique pour $R_{SWS} = 40$ mm	173
I-3-2 Calcul du rendement de conversion énergétique pour $R_{SWS} = 38$ mm	174

I-3-2-1 Cas où $R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 49 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 103 \text{ mm}$	174
I-3-2-2 Cas où $R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$	175
I-3-3 Résumé	178
II- Modélisation de dispositifs compacts sous MAGIC 3D	179
II-1 Analyse des résultats obtenus en géométrie 3D axisymétrique	180
II-1-1 Modèle 3D de la structure MILO LPTP compact ($R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 49 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 103 \text{ mm}$)	180
II-1-2 Modèle 3D de MILO compact optimisé ($R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}}$ $= 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$)	182
II-2 Analyse 3D des modes de la structure périodique « à froid », sans faisceau	184
II-2-1 Le résonateur périodique où $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$	184
II-2-2 Le résonateur périodique où $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$	188
II-3 Effet d'un décentrage de la cathode dans le dispositif compact à $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$	192
III- Conclusions et discussions sur de nouvelles sources de type MILO	195
CHAPITRE V : Mise en œuvre pratique	201
I- Conception et réalisation du tube	202
I-1 Généralités	202
I-2 Description du prototype MILO compact	203
II- Générateur de haute tension impulsionnelle	208
II-1 Le générateur de Marx	208
II-2 Test sur charge 50Ω	209
II-3 Test sur résistance adaptée de thiosulfate de cuivre	210
II-4 Résultats	210
III- Ensemble compact Marx – MILO	212
III-1 Dispositif de pompage	212
III-2 Dispositif de radioprotection	215
IV- Environnement expérimental du MILO	216
IV-1 Mesure des courants	216
IV-2 Mesure des tensions	217
V- Résultats des mesures électriques	218
VI- Tests RF à froid	222
VII- Conclusion	225

CONCLUSION	227
ANNEXES	231
ANNEXE A : Le courant limite de parapotential	232
ANNEXE B : La loi de Child – Langmuir classique en géométrie cylindrique	235
ANNEXE C : Le courant de charge relativiste	237
ANNEXE D : Le MILO de Culham	240
ANNEXE E : Les modes TE et TM du guide coaxial	243
ANNEXE F : Puissance transmise par le mode TEM de la ligne coaxiale	247
Références bibliographiques	249

Avant-propos

Les tubes micro-ondes de forte puissance (MFP) ou HPM pour « High Power Microwaves » constituent la dernière génération de sources hyperfréquences capable de produire des gigawatts à des fréquences de quelques gigahertz. En un siècle, la recherche dans le domaine des tubes électroniques n'a cessé de progresser. En effet, c'est en 1895 qu'a eu lieu la première transmission radio – électrique sans fil, effectuée par Marconi, qui initiait ainsi l'aventure des télécommunications, alors qu'au même moment était créée la compagnie française de Thomson – Houston. La triode, le premier dispositif capable d'amplifier des signaux électriques, a été inventée en 1906 par De Forest et a permis le développement de l'électronique et la naissance du premier système hyperfréquence, conduisant en 1918 à la création de la première Compagnie de télégraphie Sans Fil (C.S.F). Les tubes hyperfréquences sont apparus entre 1930 et 1940. Ils apportaient le moyen d'échapper aux limitations de fréquence des dispositifs antérieurs classiques, alors qu'apparaissait le besoin de générateurs fournissant des ondes cohérentes de plus en plus courtes. En effet, lorsque l'on cherche à monter en fréquence, on se heurte à deux sortes de difficultés : d'une part, des problèmes liés aux circuits, résolus en partie en introduisant des cavités ou des lignes de transmission des signaux spécialement adaptées aux fréquences élevées ; d'autre part, des problèmes liés au temps de transit des électrons dans l'espace inter – électrodes. Ainsi, une première rupture technologique a eu lieu pendant la seconde guerre mondiale avec des réalisations importantes et un essor dans le domaine des hyperfréquences. De nouveaux types de tubes sont apparus, en particulier les tubes à ondes progressives (T.O.P) qui connaissent encore aujourd'hui un développement soutenu [PLOUIN, 04]. Aux lendemains de la guerre les tubes ont été développés dans le domaine militaire (radars au sol et aéroportés, leurres et brouilleurs de fréquences, autodirecteurs de missiles) puis dans le domaine civil (télécommunications au sol et spatiales, instrumentation médicale, grands instruments comme les accélérateurs de particules pour des expériences de physique fondamentale et dans le chauffage des Tokamaks pour des applications de fusion thermonucléaires). Enfin, le four à micro-ondes a révolutionné la société dans les années 80.

A partir des années 70, le développement de nouvelles technologies de hautes puissances pulsées a permis d'envisager de nouvelles sources hyperfréquences aux puissances supérieures à 1 GW. Les prototypes développés ne fonctionnent plus en régime continu mais en régime impulsionnel monocoup. La recherche actuelle s'oriente vers un développement en régime répétitif, afin d'augmenter la durée d'impulsion micro-onde à ces puissances. Les progrès technologiques ont permis notamment de développer des générateurs haute tension compacts, délivrant plusieurs

centaines de kilovolts pendant des temps supérieurs à la centaine de nanosecondes. C'est là une seconde rupture technologique qui s'amorce avec des limites en terme de puissance de sortie constamment repoussées. La performance des tubes est alors caractérisée par la puissance hyperfréquence de sortie pour une fréquence de fonctionnement donnée. Leur évolution peut être représentée dans un diagramme où on porte le produit de la puissance moyenne de sortie P_{moy} par la fréquence f au carrée, en fonction du temps (figure 1). La limite empirique $P_{\text{moy}}f^2 = \text{cste}$ montre que la puissance maximale extraite d'un système hyperfréquence est proportionnelle à la surface de la section géométrique du tube [GRANATSTEIN, 99]. Ainsi, dans les limites technologiques, plus la fréquence de fonctionnement diminue, plus la puissance de sortie peut augmenter. Le diagramme de la figure 1 permet ainsi de prévoir les efforts à fournir pour gagner encore un ordre de grandeur sur l'un ou l'autre des paramètres. Cependant, suivant le type d'applications envisagé, il sera possible de privilégier, soit la fréquence, soit la puissance de sortie (figure 2).

Les objectifs des tubes MFP sont tournés vers des applications de défense où il n'est plus seulement question de brouillage mais également de destruction des systèmes électroniques (la puissance est privilégiée, plus que la fréquence). Cette nouvelle génération de tube est pour le moment en phase de test dans les laboratoires (US Air – Force, Culham), mais une politique tournée vers la compacité de ces tubes, pour obtenir des systèmes embarqués, est d'ores et déjà mise à l'épreuve et oriente la recherche de cette thèse. C'est donc une étude de faisabilité expérimentale qui est présentée dans ce mémoire et qui suscite un vif intérêt de la communauté scientifique (CNRS, CEA, Ecole Polytechnique) et étatique (DGA, BWB, DAM). En complément des thèses effectuées dans le domaine des sources micro-ondes de forte puissance, comme le Vircator [SELLEM, 97], le Laser à électrons libres, le Maser à effet Cerenkov [BIRAU, 95] et le klystron relativiste [AUGST, 92], l'analyse développée ici s'attache non seulement à décrire la théorie d'une nouvelle source compacte appelée le MILO, mais aussi à dimensionner un système pour fabriquer un prototype de Laboratoire, jamais réalisé à cette échelle, ce qui constitue un défi technologique.

Le point de départ de la présente étude est venu de l'Institut franco – allemand de recherches de Saint – Louis (ISL), en particulier le groupe EMW qui a initié et cofinancé la thèse avec le Laboratoire de Physique et Technologie des plasmas (LPTP) de l'Ecole Polytechnique. En effet, la technologie des générateurs de Marx compacts, fabriqués à l'ISL, a permis d'envisager une source micro-onde du type MILO à échelle réduite, capable d'être pilotée par de tels générateurs. Parallèlement, le groupe Thalès, section Electron Devices, a fourni son savoir faire et son expertise pour la conception expérimentale de la source. Les travaux ont été systématiquement

confrontés à la simulation numérique sous code PIC – Electromagnétique afin de caractériser les grandeurs physiques nécessaires à la fabrication du tube. L'étude dans ce domaine a été faite conjointement avec le CEA de Bruyère-le-Châtel qui a validé les résultats obtenus.

Ainsi, la source que nous avons choisie de redimensionner est le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator) développé par l'US Air – Force [LEMKE, 97]. Le tube est à géométrie coaxiale, maintenu sous vide. La cathode constitue l'armature intérieure et l'anode, la gaine extérieure. Le faisceau d'électrons, qui constitue la source d'énergie, est créé par émission explosive à partir d'une cathode froide et se propage parallèlement à la surface cathodique, grâce au champ magnétique induit par le courant circulant dans l'armature centrale, superposé au courant de faisceau. Ainsi, le champ magnétique propre du dispositif permet au faisceau d'être isolé de la structure d'anode. Cette configuration désigne la condition d'isolement magnétique donnant son nom au tube. La source est ainsi naturellement compacte dans la mesure où il n'est pas nécessaire d'appliquer un champ magnétique externe pour réaliser la condition d'isolement magnétique. Le choix de la source américaine s'est fait pour deux raisons majeures : tout d'abord une intense campagne de modélisation et d'expérimentation étalée sur une dizaine d'années a permis de développer un dispositif optimisé et ensuite le caractère modulable de la source s'est avéré intéressant pour comprendre l'influence des paramètres géométriques sur le fonctionnement de la source. Dans ce contexte, la réduction d'un facteur 2 des dimensions du prototype américain a été envisagée dans la mesure où il apparaissait encore possible d'extraire le gigawatt à la même tension de fonctionnement et courant de faisceau que le système US Air – Force et d'envisager ainsi une solution embarquée. Une telle démarche nécessite de refaire une étude détaillée du fonctionnement du MILO. Ainsi, ce manuscrit est divisé en cinq parties. Après une introduction générale sur les tubes hyperfréquences, on s'attachera à décrire, dans une première partie la famille de tubes à champs croisés à laquelle appartient le MILO. Des considérations analytiques seront prises en compte pour établir les ordres de grandeurs de la tension et des courants nécessaires pour atteindre le régime de fonctionnement de cette catégorie de tubes. Puis, dans une deuxième partie, on décrira plus spécifiquement le principe de fonctionnement du MILO et la caractérisation du faisceau d'électrons dans la structure hyperfréquence, avec mise en évidence des échanges d'énergie dans la ligne. La troisième partie est consacrée à une étude détaillée de la structure électromagnétique dans laquelle l'énergie hyperfréquence est emmagasinée puis extraite en sortie du tube. On verra qu'une analyse du couplage entre les différentes sections géométriques permet d'optimiser le processus d'interaction onde – faisceau ainsi que le rendement de la source (rapport de l'énergie micro-onde de sortie sur l'énergie électrique fournie au départ par le générateur). Des simulations en géométrie 2D et 3D seront élaborées dans une

quatrième partie avant de dimensionner définitivement un prototype expérimental que nous décrirons en dernière partie. Les premiers résultats liés à la décharge du générateur de Marx compact dans une charge adaptée, la calibration des sondes de courant et de tension ainsi que les premiers résultats, à froid (sans faisceau), effectués à l'analyseur vectoriel et confrontés à certains aspects théoriques seront également présentés. La démarche que nous venons de décrire et que nous proposons de développer est ambitieuse mais elle a permis de monter une source compacte au LPTP, construite par l'atelier central de l'ISL après une étude raisonnée, effectuée grâce à l'expertise de TED. Les plans ont été soumis à une analyse théorique et numérique approfondie, conjuguée à quelques résultats expérimentaux, établis à partir des diagnostics de mesure de courant et de tension implantés le long du dispositif.

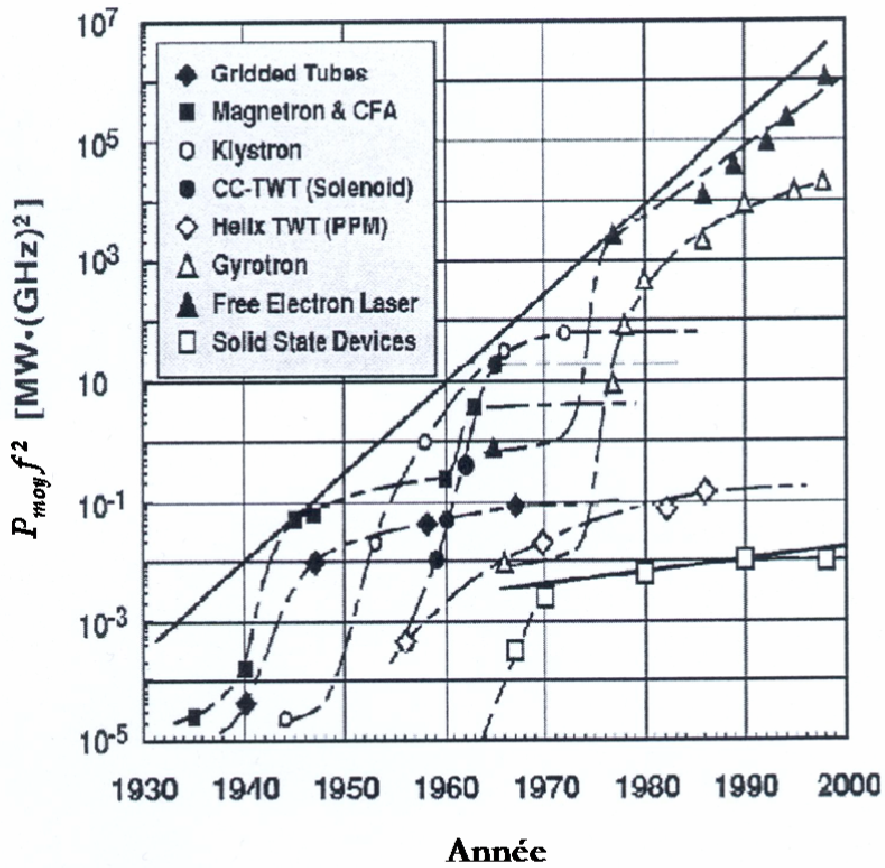


Figure 1: Evolution des tubes hyperfréquences et mise en évidence de leurs performances [GRANATSTEIN, 99].

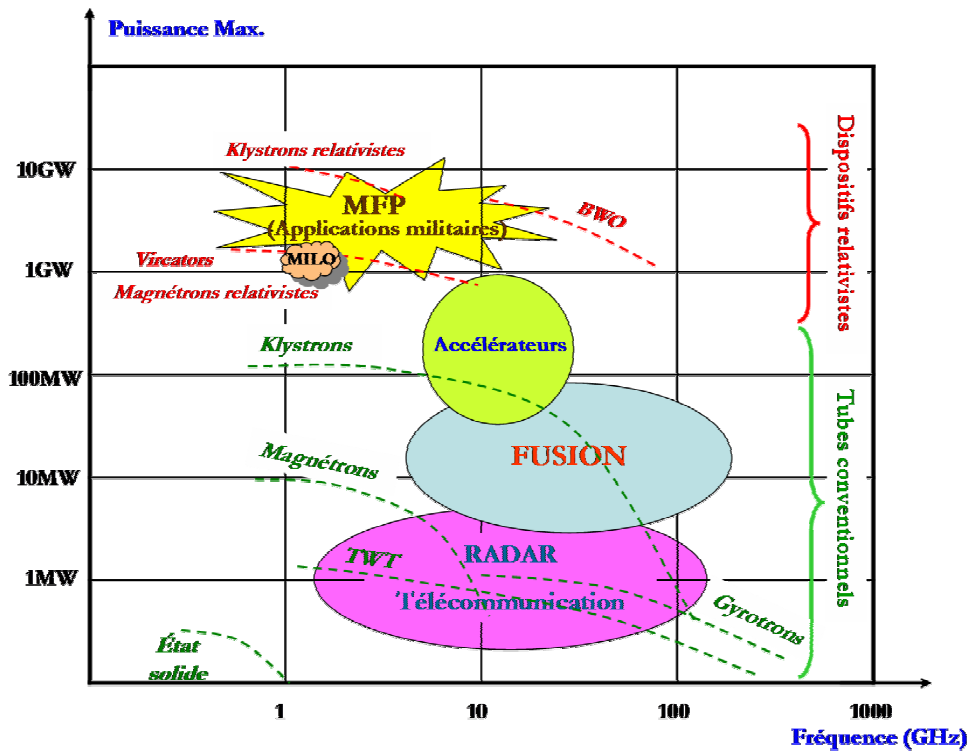


Figure 2: Classification des tubes hyperfréquences suivant leurs domaines d'applications. Bien que le Gyrotron soit un tube relativiste, il fonctionne en régime continu et appartient à la famille des tubes dits conventionnels

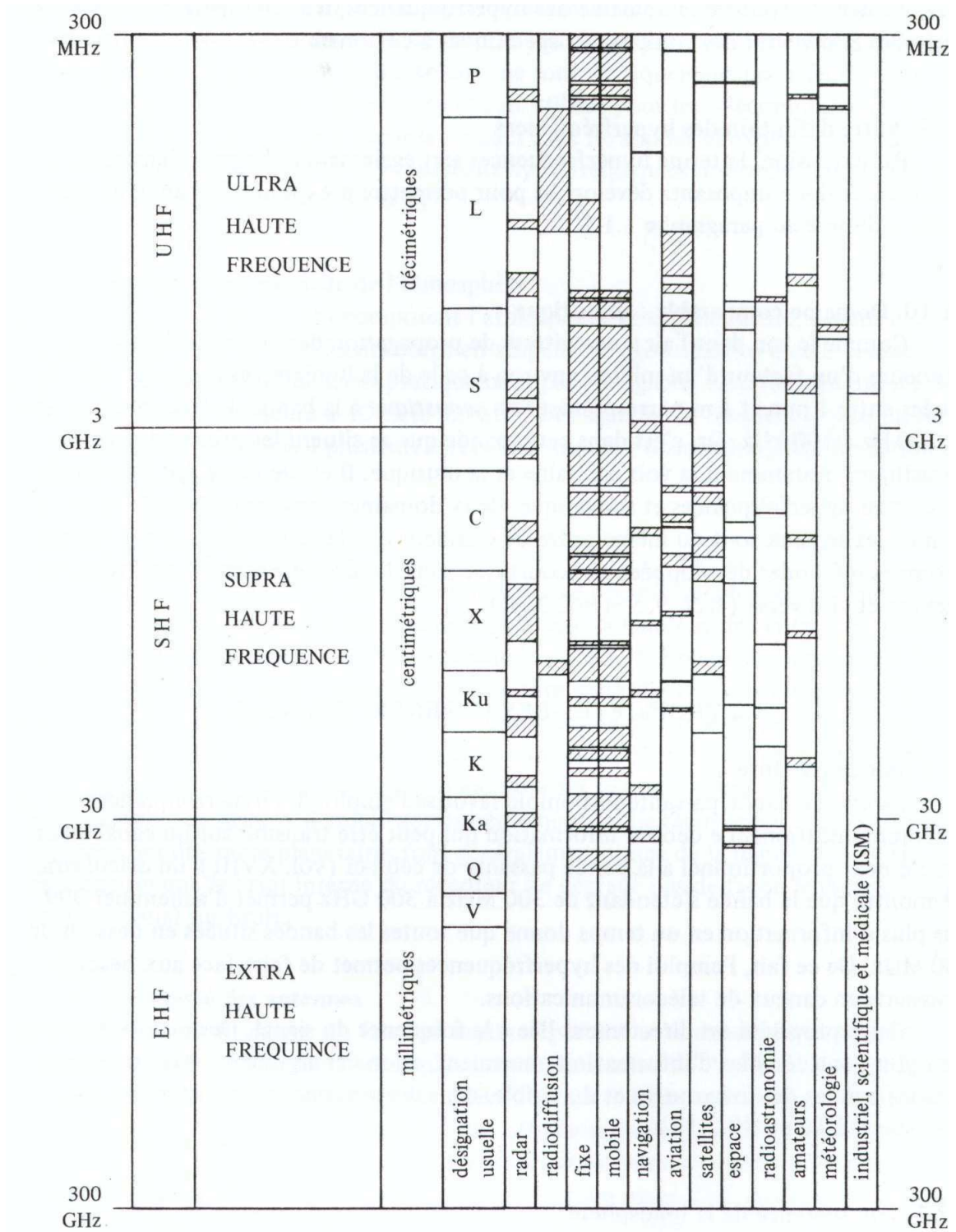


Figure 3: Division, nomenclature et attribution des hyperfréquences (les zones grisées correspondent aux tubes fonctionnant dans les différentes gammes de fréquences) [GARDIOL, 81].

INTRODUCTION

Etat de l'art et généralités sur les tubes hyperfréquences.

Un tube hyperfréquence est une enceinte sous vide utilisant l'énergie d'un faisceau d'électrons pour générer ou amplifier des ondes électromagnétiques dans le domaine des hyperfréquences, typiquement entre 300 MHz et 300 GHz (figure 3). Le tube comporte essentiellement deux éléments distincts : un faisceau d'électrons constituant une source d'énergie cinétique ou potentielle et un circuit hyperfréquence dimensionné de telle sorte que le faisceau cède globalement une partie de son énergie à l'onde par interaction mutuelle [DURAND]. En ce sens, le dispositif se distingue d'un accélérateur d'électrons qui fonctionne sur le processus inverse.

Le faisceau d'électrons se propageant dans le tube tire son énergie d'une alimentation électrique délivrant un courant I à la tension V . Cette tension correspond à l'énergie des électrons et le tube constitue une charge qui emmagasine et dissipe de l'énergie. Une partie de l'énergie emmagasinée est convertie en rayonnement hyperfréquence, alors qu'une autre partie est dissipée sous forme de chaleur et doit être évacuée. Ainsi, la puissance appliquée se répartit entre la puissance micro-onde et la puissance dissipée. Le rendement du tube est défini par le rapport de la puissance hyperfréquence de sortie sur la puissance électrique incidente. Le principe de fonctionnement général d'un tube hyperfréquence est présenté sur la figure 4. Lorsqu'on applique une puissance RF à l'entrée du tube, le signal introduit est amplifié par le faisceau ; le système est un amplificateur caractérisé par son gain, sa bande passante et ses non linéarités. Lorsqu'il n'y a pas d'entrée RF, le signal hyperfréquence est induit dans la structure électromagnétique puis extrait en sortie par couplage ; le système est alors un oscillateur caractérisé par sa puissance micro-onde de sortie et sa bande d'accord. Les configurations en amplificateur et oscillateur sont présentées sur la figure 4.

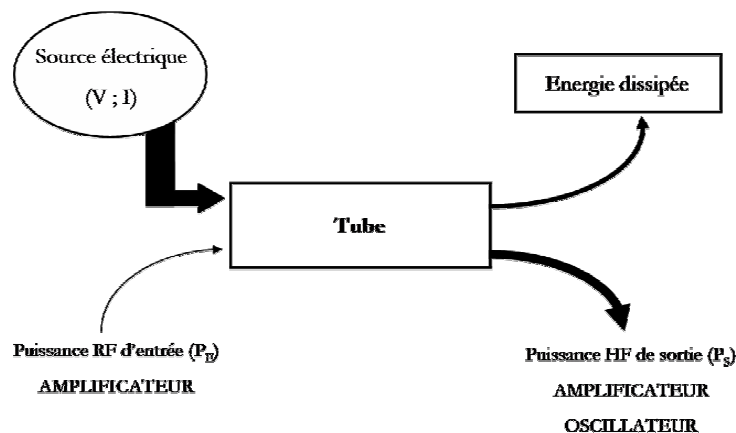


Figure 4: Schéma de principe d'un tube hyperfréquence [DURAND].

I- Classification des tubes hyperfréquences

Les dispositifs hyperfréquences peuvent être divisés en deux grandes familles : les tubes de type « O », comme Ordinaire et les tubes de type « M », comme Magnétron.

I-1 Les tubes « O »

Dans cette catégorie de tubes, les électrons se propagent dans l'espace d'interaction parallèlement au champ magnétique qui sert à la focalisation du faisceau. Il existe plusieurs mécanismes de création et de formation du faisceau d'électrons. Initialement, les électrons sont émis à partir d'une cathode, portée à très haute température pour abaisser l'énergie d'extraction, puis accélérés par le champ électrique entre la cathode et l'anode. Le canon le plus répandu est celui de Pierce [PIERCE, 49]. Il comporte une cathode en forme de calotte sphérique et une électrode de mise en forme, appelée wehnelt, qui permet de faire converger le faisceau vers l'espace d'interaction où les électrons sont guidés par le champ magnétique longitudinal (figure 5a). Celui-ci est généré par un solénoïde externe ou par des aimants permanents et il permet de compenser l'expansion du faisceau due à la charge d'espace. Pour atteindre des densités de courant plus élevées avec une dispersion des vitesses plus faible, certains tubes utilisent des faisceaux cylindriques creux (figures 5b et 5c). Enfin, après interaction dans la structure hyperfréquence, les électrons bombardent un collecteur, spécifiquement dimensionné pour que les densités de puissance ne soient pas excessives et que la température des parois le constituant reste à des niveaux acceptables.

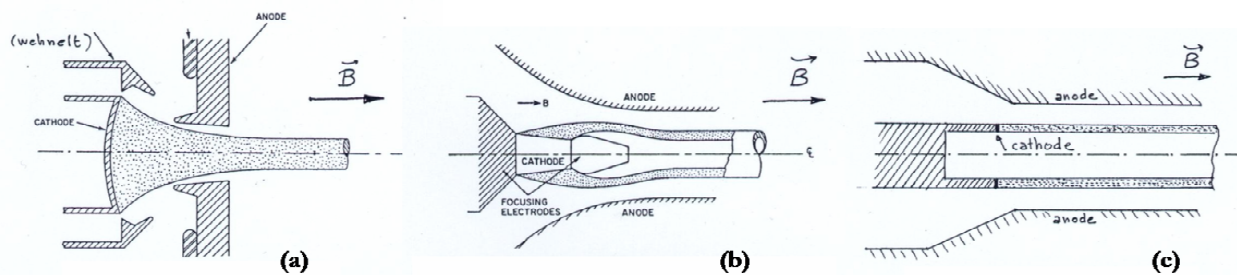


Figure 5: Faisceaux des canon de type « O » : (a) canon de Pierce (faisceau plein), (b) canon MIG (Magnétron Injection Gun), faisceau creux intense, (c) production d'un faisceau creux par émission froide [DURAND].

Pour extraire un signal hyperfréquence du tube, deux conditions doivent être réalisées :

- Les électrons doivent être groupés en paquets par le champ de la structure électromagnétique pour émettre un rayonnement cohérent.
- La structure hyperfréquence doit être dimensionnée pour permettre des conditions d'échange d'énergie avec le faisceau d'électrons, c'est-à-dire de déphasage entre le champ électrique et la densité de courant.

Le dispositif le plus simple fonctionnant sur les principes de base d'un tube hyperfréquence est le Klystron (figure 6a). Les électrons traversent une première cavité dans laquelle est injecté un signal sinusoïdal. Selon la phase du champ RF dans la cavité au moment où ils la franchissent, les électrons sont accélérés, ou décélérés à la demi période suivante, et subissent ainsi une modulation de vitesse. En traversant ensuite un espace de glissement, sans champ, les électrons les plus rapides rattrapent les plus lents ce qui se traduit par une mise en paquets périodiques des électrons du faisceau. Une seconde cavité, accordée à la même fréquence que la première est positionnée à l'endroit où le phénomène de mise en paquet atteint un maximum. Le courant induit par les paquets dans la deuxième cavité a un sens tel que, le champ électrique qui lui est associé freine les paquets d'électrons (figure 6b). L'énergie cinétique cédée par les électrons est convertie en énergie hyperfréquence. L'énergie résiduelle non transférée est ensuite dissipée dans un collecteur (figure 6b). On remarquera que le champ magnétique externe ne joue aucun rôle dans le processus d'interaction mais il sert à la stabilité du faisceau.

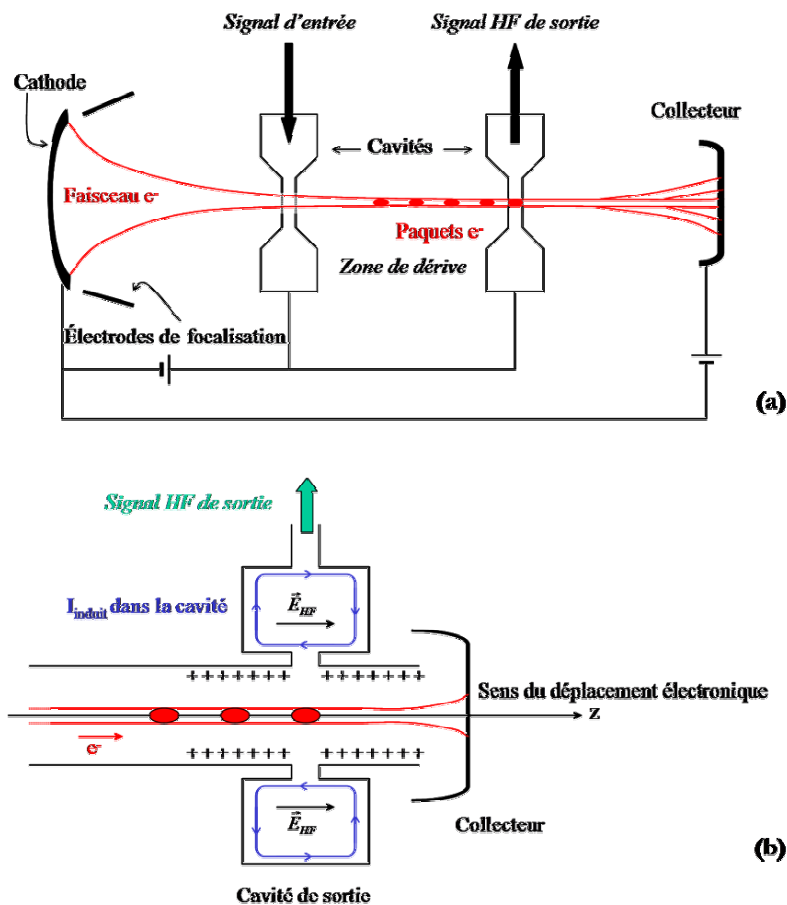


Figure 6: Principe de fonctionnement du Klystron : (a) Schéma général, (b) processus d'émission hyperfréquence.

Dans le cas du Klystron, la modulation du courant électronique est effectuée par une onde stationnaire injectée dans une cavité résonante. Cette modulation peut également avoir lieu à l'aide d'une onde se propageant dans la structure hyperfréquence, comme c'est le cas du T.O.P ou du Carcinotron. Le tube est un guide d'onde dans lequel se propagent le faisceau et le signal hyperfréquence dont le champ électrique est parallèle au déplacement des électrons. Lorsque la vitesse des électrons est égale à la vitesse de phase de l'onde électromagnétique injectée, il y a autant de particules dans une phase accélératrice du champ que de particules dans une phase décélératrice : l'échange d'énergie est nul. Mais pour le tube à ondes progressives (T.O.P), la vitesse des électrons doit être supérieure à la vitesse de phase de l'onde introduite, de telle sorte qu'une majorité des électrons du faisceau se trouvent dans une phase retardatrice du champ hyperfréquence. Le phénomène conduit à une mise en paquet distribuée jusqu'à ce que la vitesse des électrons soit égale à la vitesse de phase de l'onde où il n'y a globalement plus d'échange d'énergie, c'est le phénomène de saturation [PLOUIN, 04 ; GILMOUR, 94]. Pour continuer à extraire de l'énergie du faisceau, il faut diminuer la vitesse de phase de l'onde en sortie du T.O.P ; c'est le rôle de la ligne à pas variable. Pour optimiser la puissance hyperfréquence de sortie, la solution est aussi d'injecter une harmonique du signal d'entrée [PLOUIN, 04].

Enfin, d'autres dispositifs de type « O » utilisent un mécanisme d'interaction plus complexe. Ainsi, le Gyrotron est un tube hyperfréquence dans lequel les électrons d'un faisceau creux interagissent avec une onde HF rapide. En effet, le canon du type à injection Magnétron (MIG : Magnétron Injection Gun, figure 5b), immergé dans un fort champ magnétique (entre 4 et 6 Tesla) permet d'obtenir un faisceau creux où les électrons tournent suivant des trajectoires hélicoïdales dont la vitesse angulaire est voisine de la fréquence d'oscillation ou d'amplification (figure 7). Les électrons accélérés par la différence de potentiel entre la cathode et l'anode tournent autour du champ magnétique dans un mouvement hélicoïdal. La vitesse angulaire augmente, le faisceau se comprime dans une cavité surdimensionnée et les électrons en azimuth sont légèrement freinés par les effets relativistes. Une mise en paquet a lieu avec cession d'énergie aux modes TE de la cavité cylindrique du guide dans laquelle évoluent les électrons [BAIRD, 87 ; DURAND]. Plus loin, le champ magnétique statique diminue : c'est la zone de décompression où les électrons sont recueillis dans le collecteur (figure 7). Compte tenu des grandes vitesses angulaires accessibles, le Gyrotron a des fréquences de fonctionnement élevées et peut exciter des modes de la cavité cylindrique hauts en fréquence. Entre 100 et 200 GHz, le Gyrotron peut délivrer une puissance de sortie continue de 1 MW. Cette catégorie de tubes « exotiques » ouvre la voie aux applications de grande puissance en ondes millimétriques [GARDIOL, 81].

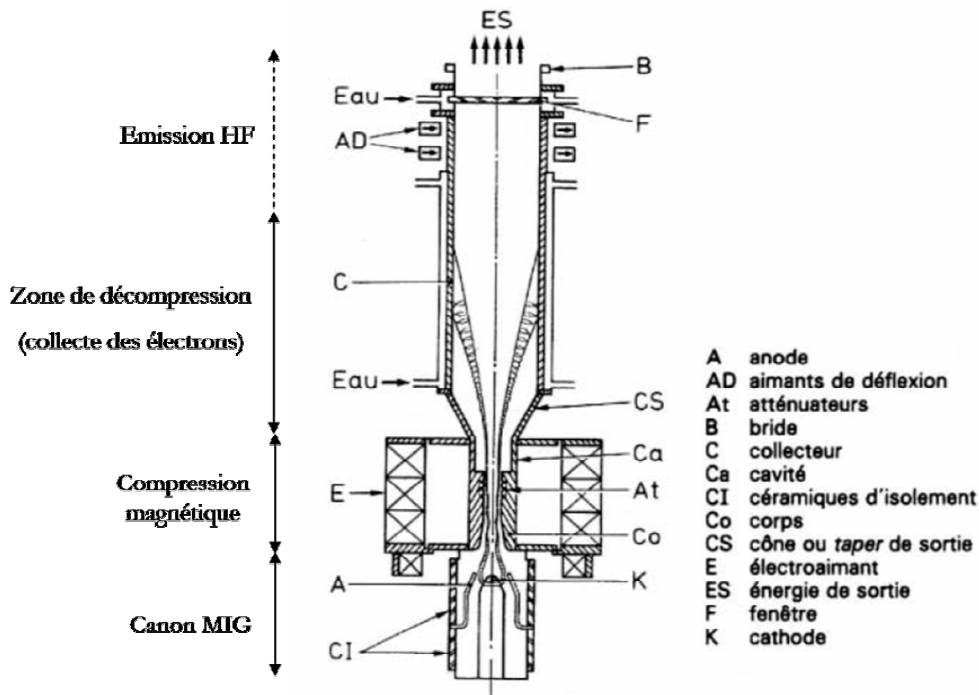


Figure 7: Schéma en coupe d'un Gyrotron avec mise en évidence des zones de fonctionnement [TECH. INGE.].

I-2 Les tubes « M »

Dans les tubes de type « M », les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires entre eux. On appelle aussi cette catégorie de tube des systèmes à champs croisés. Les électrons du faisceau ont ainsi une vitesse de dérive dans la direction du produit vectoriel $\vec{E} \times \vec{B}$. Il existe plusieurs configurations de tube « M » : le faisceau peut être injecté dans l'espace d'interaction à l'aide d'un canon à électrons en amont du tube, comme c'est le cas pour les tubes de type « O », ou bien recirculer dans la cavité hyperfréquence comme c'est le cas pour le Magnétron ; les dispositifs sont dans ce cas à faisceau réentrant. Certains tubes, tels l'Ubitron ou encore le Laser à Electrons Libres (LEL) utilisent un système d'aimants permanents périodiques qui permet au faisceau d'onduler (figure 8). Au champ magnétique axial de focalisation, on superpose un champ magnétique transverse, périodique qui force le faisceau à onduler autour de l'axe du tube.

Dans cette catégorie de tube, l'interaction a lieu lorsqu'il y a synchronisme entre la vitesse électronique de dérive des électrons et la vitesse de phase de l'onde hyperfréquence. C'est ici une différence par rapport aux tubes « O ». L'interaction est donc possible si les ondes électromagnétiques sont suffisamment ralenties pour échanger de l'énergie avec le faisceau. Cela suppose, entre autres, de dimensionner spécifiquement des lignes à retard (cavités périodiques couplées, structures à vannes, hélices, ligne interdigitale). Les oscillateurs de type « M » échangent généralement de l'énergie dans plusieurs cavités couplées. Les électrons interagissent sur l'un des

modes stationnaires établis dans la structure hyperfréquence. On appelle ce mécanisme l'interaction étendue [DURAND]. Cependant, l'énergie du faisceau convertie en énergie hyperfréquence est emmagasinée et piégée dans la structure électromagnétique. En effet, l'interaction sur une onde stationnaire conduit à une vitesse de groupe nulle. Ainsi, pour extraire le rayonnement du tube, un couplage entre l'espace d'interaction et le guide de sortie doit être réalisé judicieusement. Un tel dimensionnement n'est pas trivial. Dans le cas des tubes à ondes progressives (T.O.P), la vitesse de groupe est positive et permet l'évacuation du rayonnement HF en sortie du dispositif. Dans le cas des tubes à ondes régressives (Carcinotron, Backward Wave Oscillator), la vitesse de groupe est négative : l'énergie hyperfréquence se propage dans ce cas vers le canon à électron et peut être évacuée en amont de l'espace d'interaction [SWEGLE, 85]. Le faisceau d'électrons des tubes « M » peut être créé à partir d'une cathode froide à émission explosive. L'ensemble du tube, plongé dans un champ magnétique statique créé par des aimants permanents, permet aux électrons du faisceau d'avoir des trajectoires courbées et d'interagir sur une composante progressive ou régressive de champ électrique longitudinal de la ligne à retard. Le faisceau est dans ce cas isolé par le champ magnétique et n'atteint pas directement la structure d'anode (isolement magnétique). Ces dispositifs peuvent être à émission distribuée (Dematron : Distributed emission magnetron amplifier) ou bien combiner un faisceau injecté avec une émission distribuée (Bidematron : Beam Injection distributed emission magnetron amplifier) [LEBLOND, 72].

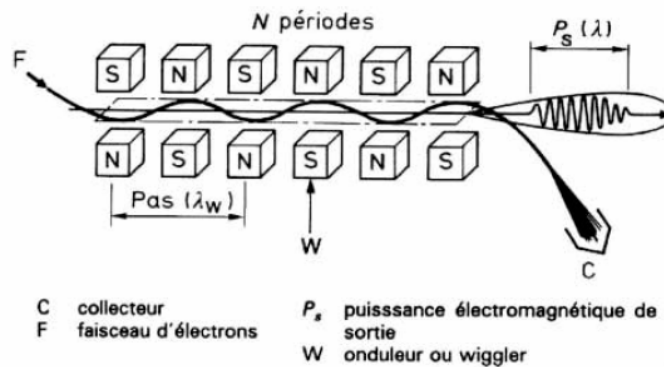


Figure 8: Schéma de principe du Laser à Electrons Libres [TECH. INGE.].

La classification des tubes décrite dans cette partie est récapitulée dans le tableau 1 pour certains tubes hyperfréquences conventionnels. Les principales caractéristiques de ces dispositifs (fréquences de fonctionnement, puissances de sortie, rendements, gain, etc...) sont consignés dans [THOMSON, 86]. On répertorie également dans le tableau 1 certains tubes micro-ondes de forte puissance crête que nous allons à présent décrire et classer.

Structure hyperfréquence							
Cavités résonantes		Ligne à retard					
AMPLIFICATEUR	OSCILLATEUR	OSCILLATEUR			AMPLIFICATEUR		
		$V_G = 0$	$V_G < 0$	$V_G > 0$	$V_G < 0$	$V_G > 0$	
Tubes « O »	Un faisceau plein	Klystron	Klystron reflex Monotron		Carcinotron O	TOP	
	Plusieurs faisceaux pleins	MBK ¹				TOP	
		Faisceaux creux	Gyro klystron	Gyrotron		Gyro BWO	Gyro TOP
	Klystron relativiste Reltron				Orotron	BWO	TOP
Faisceau ondulé					Ubitron LEL ³		
Tubes « M »	Faisceau non réentrant		MILO (US Air-Force)		Carcinotron M	MILO (Culham)	TPOM Dematron Bidematron
	Faisceau réentrant		Magnétron	Magnétron			CFA ⁴ Amplitron Stabilotron
Faisceau court non focalisé		Triode Lasatron IOT ²	Vircator Triode reflex			Vircator Triode reflex	

¹ MultiBeam Klystron ; ² Inductive Output Tubes ; ³ Laser à Electrons Libres ; ⁴ Crossed – Field Amplifier

Tableau 1 : Classification des tubes hyperfréquences en fonction du type de faisceau et de la structure hyperfréquence [DURAND].

II- Les tubes micro-ondes de forte puissance (MFP)

Depuis le début des années 70, une nouvelle catégorie de dispositifs hyperfréquence est à l'étude. Ces tubes ont des fréquences de fonctionnement voisines du gigahertz et produisent des puissances crêtes de l'ordre de quelques gigawatts. Ils utilisent un faisceau d'électrons relativistes produit à partir d'un générateur de haute tension pulsée délivrant des tensions utiles comprises entre 100 et 1000 kV sur charge adaptée, pendant une centaine de nanosecondes. Les différences avec les tubes classiques décrits précédemment sont de plusieurs natures (tableau 2) : les dispositifs MFP fonctionnent en régime impulsif, limité par la durée d'impulsion du générateur, les courants se propageant dans le tube atteignent plusieurs dizaines de kiloampères et permettent des transferts énergétiques importants, enfin les puissances sont supérieures au gigawatt et les ondes sont courtes (fonctionnement à quelques gigahertz). Ainsi, on distingue deux sortes de sources MFP : celles dont la puissance moyenne de sortie est élevée mais inférieure au gigawatt (régime continu ou impulsion longue $> 1 \mu\text{s}$, taux de répétition élevé) et celles délivrant des puissances crêtes importantes de l'ordre de quelques gigawatts (impulsion courte $< 1 \mu\text{s}$, faible taux de répétition, régime monocoup) [GOLD, 97]. Dans les deux cas, les applications sont différentes. Les premières utilisent des sources d'énergie intenses pour la fusion thermonucléaire ou l'accélération de particules, les deuxièmes sont du domaine militaire. La durée d'impulsion limitée à $1 \mu\text{s}$ constitue une différence fondamentale entre les tubes classiques et les tubes relativistes. Cette frontière traduit la rupture technologique qui existe entre ces deux familles de tubes hyperfréquences (figure 9). L'optimisation des sources MFP repose pour l'essentiel sur le dimensionnement des générateurs haute tension, sur le choix des matériaux pour l'émission électronique et sur la tenue mécanique du dispositif à propager des faisceaux d'électrons relativistes intenses.

	Tubes classiques	Tubes MFP
Emission électronique	Cathodes thermo – émissives	Cathodes à émission explosive
Modulation	- Régime continu - Régime impulsif ($> 1\mu\text{s}$)	Régime impulsif uniquement ($< 1\mu\text{s}$)
Puissance de sortie	$< 100 \text{ MW}$	$100 \text{ MW} < P < 10 \text{ GW}$
Technologie	Tube scellé	Vide entretenu

Tableau 2 : Principales différences entre les tubes classiques et les tubes MFP dits relativistes.

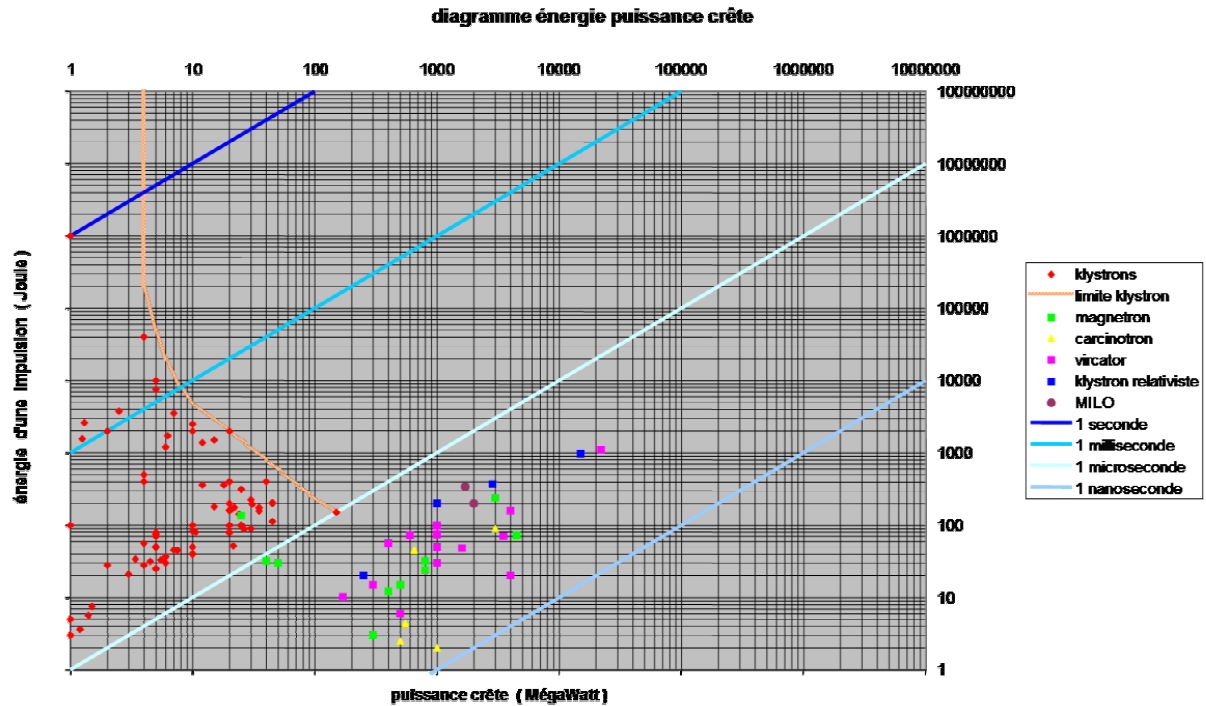


Figure 9: Evolution des tubes classiques vers les tubes relativistes et mise en évidence de la frontière à $1\mu s$ [DURAND, 04].

II-1 Principe des MFP

Le tube micro-onde de forte puissance est piloté par une source d'énergie électrique pulsée. Elle peut être constituée d'un banc de condensateurs ou d'un générateur spécifique, du type générateur de Marx. La décharge de la source pulsée dans le tube produit un faisceau d'électrons intense à partir d'une cathode froide à émission explosive. L'existence et la propagation d'un tel faisceau dans le vide n'est pas triviale et suppose un développement technologique parallèle (choix des revêtements cathodiques et des matériaux, bon vide, développement de diagnostics appropriés). Le faisceau ainsi créé interagit dans une structure hyperfréquence où règnent des champs intenses et produit une émission micro-onde. Un couplage doit être réalisé pour extraire l'énergie hyperfréquence en sortie du dispositif. Il est généralement réalisé par un guide d'onde pouvant supporter des champs de l'ordre de 100 kV/cm pour des impulsions courtes. L'énergie transportée est ainsi guidée vers une antenne avant d'être rayonnée. L'impulsion électromagnétique intense est ensuite dirigée vers les applications. On présente sur le diagramme de la figure 10 un schéma simplifié d'un dispositif MFP.

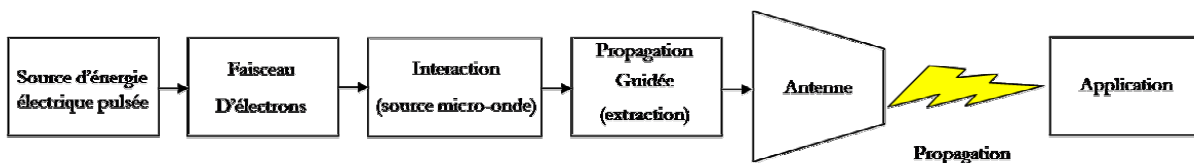


Figure 10: Schéma d'un dispositif micro-onde de puissance

II-2 Puissance moyenne de sortie élevée (impulsion longue > 1 μ s, taux de répétition élevé)

II-2-1 Sources pour la fusion

Les applications de confinement de plasmas par des champs magnétiques intenses, pour des expériences de fusion contrôlée de dernière génération, nécessitent des fréquences cyclotrons d'une dizaine de gigahertz. La puissance requise pour le chauffage du plasma varie de 1 MW pour les Tokamaks et Stellarators actuels à 100 MW pour le futur réacteur du projet ITER. La durée d'impulsion doit correspondre au temps de confinement de l'énergie, soit 0,1 s pour les systèmes existants jusqu'à 100 s pour le futur projet ITER. D'où une énergie par impulsion micro-onde variant de 0,1 à 100 MJ [GOLD, 97]. Ainsi, par exemple, le chauffage du Tokamak JT-60 (Japon) nécessite 24 Klystrons à 2 GHz, délivrant une puissance de sortie de 1 MW pendant des impulsions de 10 s avec un rendement proche de 50 %. Aux fréquences plus élevées, Thomson Tubes Electroniques (TTE)¹ a développé des Gyrotrons à 8 GHz, produisant 1 MW avec 45 % de rendement. Avec l'apparition des Gyrotrons à 100 GHz, le développement de ces tubes est devenu de plus en plus important. Dans les années 80 et 90, la société Varian (Etats-Unis) et la société GYCOM (Russie) ont commercialisé ces dispositifs qui présentent l'avantage de fonctionner à haute fréquence mais restent cependant limités au niveau de la puissance de sortie (< 500 kW). On voit qu'il est difficile de concilier une fréquence élevée avec des puissances de sortie élevées (figure 2) et que le choix de l'un des paramètres conditionne le nombre de tubes à implanter et le coût de l'expérience.

II-2-2 Sources pour les accélérateurs de particules

Pour accélérer des particules sur une distance finie, un synchronisme de phase doit être réalisé entre les cavités accélératrices pour transmettre une quantité d'énergie croissante sur toute la longueur de l'accélérateur. Plusieurs amplificateurs RF en synchronisme de phase peuvent être utilisés pour ce genre d'application. Pour les protons ou les ions lourds, le système requiert des fréquences inférieures à 1 GHz, alors que pour les électrons et les positrons, les fréquences doivent être plus élevées. Pour l'accélérateur du SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), chaque Klystron délivre 65 MW de Puissance à chaque impulsion de 3,5 μ s avec un taux de répétition de 180 Hz et un rendement de 45 %. La tension appliquée et le courant produit sont respectivement de 350 kV et 415 A [GOLD, 97]. Les Klystrons relativistes pour la nouvelle génération d'accélérateurs de particules sont capables de fonctionner à une dizaine de gigahertz pour produire des puissances de 100 MW à chaque impulsion de 0,5 μ s avec le même taux de répétition de 180 Hz. Les futurs projets d'accélérateurs devraient produire des particules d'énergie

¹ Thomson Tube Electronique (TTE) est devenu Thales Electron Devices (TED) en 2000.

supérieure ou égale à 1 TeV sur des distances de plus en plus courtes, ce qui suppose des fréquences élevées. Des fréquences de 90 GHz sont attendues pour accélérer des électrons et des positrons entre 10 et 15 TeV [WILSON, 97]. Pour palier la limitation en puissance due aux fréquences élevées, l'idée est de combiner l'effet Gyrotron au Klystron. En effet, grâce aux effets relativistes, le Gyro klystron (figure 11) permet de maintenir des puissances de sortie de l'ordre de 100 MW aux fréquences ~ 10 GHz.

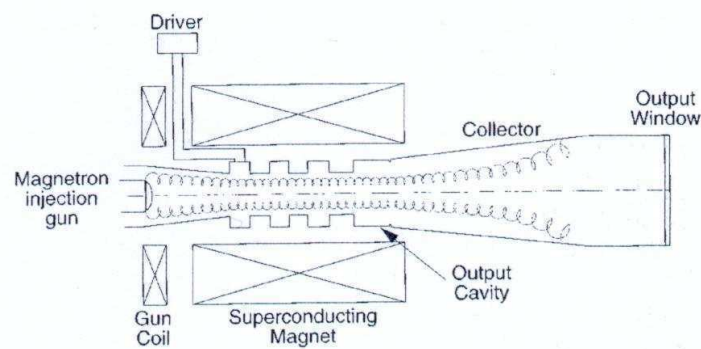


Figure 11: Schéma simplifié d'un Gyro klystron (amplification du signal Gyrotron dans les cavités du klystron [GOLD, 97].

II-3 Puissances crêtes élevées aux impulsions courtes (quelques centaines de ns).

II-3-1 Applications aux systèmes de détection à distance

Les systèmes Radar localisent et caractérisent des objets distants en propageant de l'énergie électromagnétique depuis une antenne en direction de ces objets. Ils détectent et mesurent le signal réfléchi. Le diagramme de rayonnement des antennes fait apparaître des lobes : un lobe principal et plusieurs lobes secondaires. Aux impulsions longues, deux objets situés dans le même voisinage ne peuvent pas être résolus à distance à cause d'une compression de l'impulsion dans l'air qui contribue à élargir le lobe principal. Ainsi, on utilise des impulsions courtes pour limiter ce phénomène et accroître la résolution spatio-temporelle. Des impulsions nanosecondes répétitives ont donc été développées au départ en Russie dans les années 70. Un BWO (Backward Wave Oscillator) construit à Tomsk a permis de produire une puissance micro-onde de 0,5 GW par impulsion de 5 ns avec un taux de répétition de 100 Hz. Les conditions atmosphériques sont à prendre en compte pour la propagation dans l'air et conditionnent les claquages éventuels ainsi que l'atténuation du signal sur de grandes distances (entre 50 et 100 km). Un dispositif testé sur la côte sud de l'Angleterre (10 GHz, 0,5 GW, 5 ns, 150 Hz, ouverture du faisceau micro-onde : 3°) a permis de détecter une cible mobile de surface effective 1 m^2 à une distance de 100 km, à la surface de l'eau, avec une résolution de 1 m [GOLD, 97]. Pour des fréquences plus élevées, de l'ordre de 30 GHz (Radars à ondes millimétriques), les applications sont tournées vers la météorologie et la détection d'objets dans l'espace [GOLD, 97].

II-3-2 Applications militaires

Les sources micro-ondes de forte puissance utilisées pour des applications militaires délivrent des puissances ≥ 1 GW en un seul tir. Il n'est plus seulement question de brouillage mais de destruction à distance des systèmes électroniques sur zone ou embarqués. Il n'existe pas pour le moment de dispositif réellement répétitif. Les impulsions micro-ondes varient entre quelques nanosecondes et quelques centaines de nanosecondes. Si la défense des pays industrialisés est intéressée par ce nouveau concept, il offre également l'avantage d'explorer de nouveaux ordres de grandeurs et de repousser les limites de fonctionnement des tubes hyperfréquences. Les difficultés que soulèvent ces dispositifs sont liées d'une part à la technologie des générateurs haute tension (longueur d'impulsion, énergie stockée) et d'autre part à l'absence de consensus sur la métrologie de la puissance micro-onde de sortie à ces temps. Par exemple, dans le cas d'un système répétitif, la puissance moyenne peut être estimée de façon calorimétrique, par chaleur déposée sur une surface donnée. Dans le cas d'une puissance instantanée délivrée en une centaine de nanosecondes, la mesure est plus complexe et nécessite une collaboration au sein de groupes de travail pour développer des études dans ce domaine. La recherche dans le domaine des sources micro-ondes de fortes puissances monocoup s'oriente vers le développement de faisceaux hyperfréquence intenses d'une durée d'impulsion d' $1\mu\text{s}$, pouvant propager 1 kJ d'énergie. Les études faites dans les laboratoires de recherche ont permis de mettre au point certains prototypes qui ouvrent la recherche dans ce nouveau domaine.

II-3-2-1 Le Vircator (VIRtual CAthode oscillaTOR)

Le Vircator est le plus simple des tubes MFP à un coup. Le dispositif est constitué d'un canon à faisceau court et d'une cavité terminée sur une antenne (figure 12). L'espace inter électrodes, dans lequel est créé le faisceau d'électrons, est constitué d'une cathode plane et d'une grille portée au potentiel de l'anode. Lorsque les électrons sont arrachés puis accélérés par la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, ils traversent la grille. De l'autre côté de celle-ci, se forme une cathode virtuelle qui réfléchit une partie des électrons vers la grille à une distance d (figure 12). Les électrons peuvent alors la retraverser et sont réfléchis par la cathode réelle. Le mouvement d'aller et retour des électrons génère un signal hyperfréquence qui est ensuite extrait via une antenne. Le creux de potentiel à l'emplacement de la cathode virtuelle varie au rythme de l'oscillation. Le rendement du Vircator est faible ($\sim 1 - 5\%$) car seule une partie des électrons est réfléchi en direction de la grille. Les puissances délivrées sont comprises entre 1 et 2 GW à des fréquences proches de 2 GHz [SELLEM, 97].

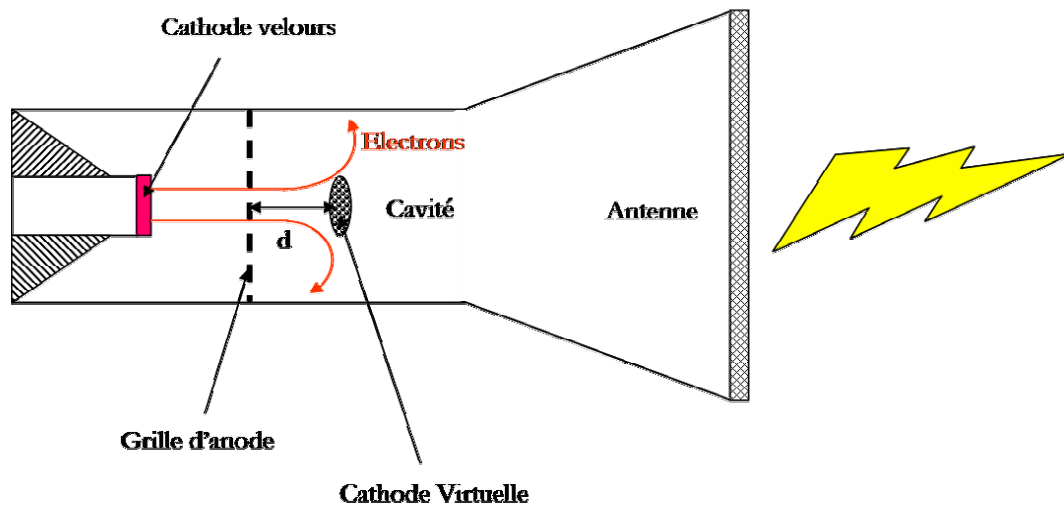


Figure 12: Schéma de principe du Vircator plan.

II-3-2-2 Le Magnétron relativiste

Les premières expériences sur le Magnétron relativiste ont été menées vers la fin des années 70 lorsque le Magnétron classique a atteint des limites en puissance. Le résultat a conduit à une puissance crête de 1,7 GW à la fréquence de 3 GHz pendant 30 ns avec un rendement de 35%, ce qui constitue un record pour cette catégorie de tube. Des puissances de 4 GW ont pu être obtenues par la suite avec des fréquences plus élevées (9,2 GHz). En 1985, Benford a développé un Magnétron relativiste dont la puissance atteint 6,9 GW à la fréquence de 4,5 GHz [BENFORD, 92]. Plus récemment, la recherche sur le Magnétron relativiste s'est tournée vers un système accordable en fréquence dans une première gamme centrée sur 1,21 GHz, à 400 MW et une deuxième centrée sur 2,82 GHz à 500 MW. L'intérêt du Magnétron est qu'il offre de bons rendements (jusqu'à 80% pour le Magnétron classique, < 40% pour le Magnétron relativiste).

II-3-2-3 Le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator)

Le MILO est le dernier né des tubes MFP et peut être considéré comme un Magnétron linéaire à faisceau non réentrant (les électrons sont recueillis dans un collecteur de charge après interaction). Il ne possède pas de système extérieur de guidage pour la focalisation du faisceau, ce qui en fait un système compact. Aussi a-t-il suscité un vif intérêt en vue d'applications aux systèmes embarqués. L'étude du MILO a débuté par une théorie approfondie, suivi d'une campagne intense de simulations [LEMKE, 87 ; MARDER, 89 ; LEMKE, JAP 89 ; LEMKE, 97 ; EASTWOOD, 98 ; YANG, 01 ; JIANHONG, 03 ; COUSIN, 03]. Des développements analytiques ont également été effectués pour comprendre et exploiter de nouveaux dispositifs

[BALAKIREV, 98 ; QIAN, 00 ; BALAKIREV, 01]. Parallèlement, des prototypes de laboratoire ont été construits et améliorés chaque fois que la simulation a permis d'optimiser la géométrie du dispositif [DAVIS, 89 ; ASHBY, 95 ; CALICO, 97 ; SHIFFLER, 98 ; HAWORTH, 98 ; HAWORTH, 00 ; HAWORTH (2), 00 ; HAWORTH, 01 ; HAWORTH, 02 ; FAN, 05]. En France, quelques études ont été menées au Centre d'Etudes de Gramat (CEG) [VEZINET] et au CESTA (CEA) [CASSANY] mais n'ont pas été publiées à notre connaissance. Les résultats de la recherche sur le MILO des dix dernières années sont consignés dans le tableau 3. Cependant, à l'échelle telle que nous l'envisageons, tout doit être redimensionné (simulation et expérimentation).

	Années de développement	Tension nominale (kV)	Fréquence (GHz)	Puissance de sortie (GW)	Rendement (%)	Etudes théoriques	Divers
Los Alamos	Davis (1989)	420-470	~ 0,8	0,2 max.	0,5		
USAF	Calico, Haworth (1998-2000-2002)	455-500	1,2	2	10	Twoquick Quicksilver MAGIC 2D	US Patent 5742209 (1998)
Culham	Eastwood (1998)	475	1,0	1,5 - 2	10 - 15	Culham code 3D	US Patent 6034572 (2000)
CEG	Vézinet (2002)	470	1,2	2	~ 10		Réplique USAF
IEMR Kharkov	Balakirev, Sotnikov (1998)		2,0			Modèles analytiques	Structures hélicoïdales
CEA	Cassany (2002)	400-500		~ 0,4		MAGIC 2D	USAF Echelle moitié
LFTP/ISL	Cousin, Larour (2004)		2,44 2,32			MAGIC 2D & 3D	USAF Echelle moitié

Tableau 3: Récapitulation des expériences faites sur le MILO ainsi que l'état d'avancement des études en cours

II-3-2-4 Les Masers

Les Masers correspondent à la version haute tension (MV) et fort courant (dizaines de kA) des Gyrotrons. La puissance de sortie de ces dispositifs est de 10 GW en bande X. Dans le cas du Maser synchrotron, par exemple, la fréquence de fonctionnement n'est pas déterminée par les dimensions du tube mais par l'intensité du champ magnétique. Il est possible d'utiliser des harmoniques de la fréquence cyclotron ($eB/m\gamma$) ainsi que des modes de cavité élevés. Pour monter en fréquence, sans limitation par le champ magnétique extérieur, le CARM (Cyclotron Auto – Resonance Maser) fonctionne à haute, voire très haute fréquence (quelques centaines de gigahertz). Ce tube utilise l'effet Doppler relativiste qui permet d'émettre un rayonnement micro-

onde à très courte longueur d'onde. La fréquence émise dépend donc fortement de l'énergie des électrons du faisceau. Enfin, on peut citer le Maser à effet Cerenkov. Le tube est identique à un tube à ondes progressives dans lequel le guide d'onde constituant la ligne à retard est recouvert d'un diélectrique. Les électrons relativistes du faisceau intense sont freinés dans la matière et produisent le rayonnement issu de l'effet Cerenkov. Le dispositif peut fonctionner sur plusieurs fréquences de fonctionnement [BIRAU, 95]. Le Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés (PMI)² a mis au point des sources micro-ondes basées sur ce principe et a développé ainsi des sujets de physique moderne (interaction non linéaire onde – particule, chaos, Hamiltonien...). Le développement expérimental du LABUTRON, alimenté par un générateur de 1 MV sur charge de 1 k Ω délivrant une impulsion pendant 1 μ s [BUZZI, 93], a permis d'étudier plusieurs tubes micro-ondes de puissance comme le CARM, le Klystron relativiste et le Maser à électrons libres.

II-4 Les effets du rayonnement micro-onde de forte puissance

La technologie et les systèmes de communication évoluant, la population civile est de plus en plus soumise au rayonnement électromagnétique. Avec l'émergence des sources micro-ondes de forte puissance, les effets biologiques du rayonnement suscitent une vive préoccupation et soulèvent de nombreuses questions. Il ne s'agit pas dans ce paragraphe d'apporter des réponses mais de donner une idée des effets que peuvent produire les ondes électromagnétiques sur l'environnement. Il n'existe pas de normes ni de nomenclatures précises sur l'exposition au rayonnement dans la gamme de fonctionnement des tubes MFP, mais la 79^{ème} édition de la revue américaine des utilisateurs de radios amateurs donne quelques informations non classifiées qui permettent d'ouvrir et d'élargir le débat [ARRL, 02].

En fonction de la fréquence, de l'énergie, de la densité de puissance et de la polarisation du rayonnement, les effets sur les tissus sont plus ou moins importants. On observe des fréquences de résonance du corps humain où le rayonnement en régime statique est absorbé ce qui se traduit par une augmentation de la température en surface et une sensation de chaleur. La fréquence de résonance du corps varie en moyenne entre 35 MHz et 70 MHz. Certaines parties, comme la tête ont des fréquences de résonances plus élevées, s'étalant entre 400 MHz (adultes) et 700 MHz (bébés). Un modèle grossier où le corps ferait antenne quart d'onde conduirait au même ordre de grandeur (43 MHz pour 1m75 ; 375 MHz pour 20 cm). Il faut y ajouter le risque lié à la résonance de la molécule d'eau à la fréquence de 2,45 GHz qui est utilisée par les fours à micro-ondes. Cependant les risques diminuent lorsqu'on s'éloigne de la source car la densité de puissance reçue par une cible située à une distance R décroît en $1/R^2$. Aux fréquences comprises entre 30 et 300

² Le PMI est devenu le LPTP (Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas) en 2001.

MHz, en régime continu, les densités de puissance limites fixées sont de 1 mW/cm² en environnement contrôlé et de 0,2 mW/cm² pour le public, en environnement non contrôlé. Les valeurs précédentes ne sont pas extrapolables aux tubes MFP qui fonctionnent en régime impulsif de très courte durée. Pour un MILO délivrant une puissance de 2 GW pendant 100 ns, l'énergie transportée est de 200 J, ce qui paraît peu quand on considère qu'elle est fournie par un four à micro-ondes, fonctionnant à puissance maximale (1 kW) pendant 0,2 s. Actuellement, il ne semble pas qu'on dispose d'informations précises sur la variation de dangerosité d'une énergie micro-onde donnée, délivrée sur une large gamme de temps.

Dans ce contexte, l'effet des MFP sur les tissus fait l'objet de travaux en nombre croissant mais dont les conclusions sont loin d'être définitives. On peut donner en exemple une étude très récente [JORDAN, 04] financée par l'US Air Force sur les effets non thermiques induits dans les cellules de mammifères. L'électroporation est une perméabilité des membranes et couches lipidiques induite par les champs électriques pulsés de forte amplitude (quelques kV/cm) et exploitée en biotechnologie ; elle peut conduire à la mort cellulaire par un mécanisme d'échange de matière. Pour généraliser l'étude, les auteurs ont exposé des cultures cellulaires (cerveau de souris, rein de singe) à des champs électriques associés à des créneaux de puissance RF (impulsions de 2 ms séparées de 1 s) à une densité de GW/m^3 dans des fréquences industrielles : 20-25 kHz, 13,56 MHz. Un circuit équivalent à la cellule a été construit qui fait apparaître une transition à 1 MHz. En dessous, une sollicitation extérieure induit une tension transmembranaire et peut induire l'électroporation. A l'opposé, une fréquence élevée n'induit pas de tension ni de dommage, pouvant éventuellement compenser un champ statique. Cependant les auteurs se gardent d'extrapoler en signalant que l'application d'une impulsion alternative ultra-large bande (0-1GHz) à haut niveau de champ (45 – 180 kV/cm) induit la cassure des cellules (lyse) ou leur mort pendant la différenciation embryonnaire (apoptose) [SCHOENBACH, 02] et en annonçant une étude en cours sur l'électroporation sous impulsion ultra-large bande.

CHAPITRE I
Les tubes à champs croisés
(Approche analytique)

Le plus courant des tubes à champs croisés est assurément le Magnétron, principal constituant des fours à micro-ondes. Le système fonctionne en continu avec des rendements de 80% et une puissance maximale de l'ordre du kilowatt. L'intérêt du dispositif est la faculté de régler la puissance micro-onde de sortie sur une gamme s'étalant de 500 W à 1 kW à la même fréquence de fonctionnement de 2,45 GHz. Les électrons sont émis dans le vide à partir d'une cathode cylindrique creuse dans laquelle est placé un filament métallique porté à très haute température. La tension appliquée dans l'espace anode – cathode est fonction de la température du filament ; elle est voisine de 2,3 kV à puissance maximale. L'oscillation du Magnétron est rendue possible grâce à l'application d'un champ magnétique externe. Celui-ci est perpendiculaire au champ électrique radial accélérant les électrons et permet d'envisager un fonctionnement continu du tube à des tensions de plusieurs dizaines de kilovolts pour les Magnétrons conventionnels [GILMOUR, 86]. Grâce aux champs électrique et magnétique croisés, certains tubes, comme les Magnétrons relativistes, fonctionnent à des tensions très élevées, de l'ordre de plusieurs centaines de kilovolts, dès lors que l'oscillation du système est réglée par l'ajustement du champ magnétique externe. Plus la tension appliquée dans l'espace d'interaction est importante, plus l'énergie potentielle des électrons est élevée et plus il devient possible de transférer une grande quantité d'énergie à la cavité résonante que constitue la structure d'anode. Les puissances crêtes que l'on obtient dans ce cas avoisinent le gigawatt. Les dispositifs hyperfréquences fonctionnent alors en régime pulsé, alimentés par des générateurs de haute tension, spécialement dimensionnés pour piloter ces tubes. Nous aborderons dans ce chapitre une étude analytique mettant en évidence le principe de fonctionnement des tubes à champs croisés avec une analyse des trajectoires électroniques ainsi que l'influence de la géométrie pour les différents systèmes existants. Nous détaillerons le cas plus spécifique et le caractère original du MILO où le champ magnétique statique propre au dispositif est créé par le faisceau électronique.

I- Les trajectoires électroniques en champs croisés.

Dans cette section nous décrivons le mouvement d'électrons soumis à des champs électriques et magnétiques croisés. Les deux approches envisagées sont l'aspect particulaire d'une part et l'aspect fluide d'autre part. Les trajectoires électroniques décrites dans ce qui suit ne dépendent pas directement de la géométrie du tube et restent donc valables quel que soit le repère utilisé. Les électrons sont accélérés de la cathode vers l'anode par le champ électrique statique de la ligne et subissent une déflexion due à la présence du champ magnétique extérieur, imposé dans la majorité des cas par des aimants permanents ou un solénoïde.

I-1 Mouvement particulaire classique.

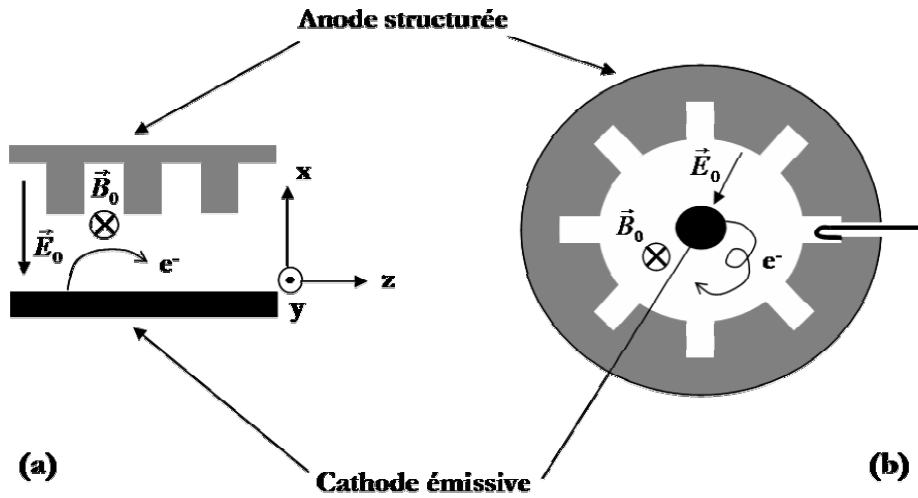


Figure I-1: Trajectoires électroniques en champs croisés ; (a) dans la géométrie plane (b) dans la géométrie à symétrie axiale du type Magnétron.

Quelle que soit la géométrie des tubes envisagée, les électrons se déplacent entre deux électrodes parallèles, planes ou cylindriques (figure I-1). Ils évoluent dans un champ électrique statique \vec{E}_0 créé par une différence de potentiel appliquée entre ces deux électrodes et un champ magnétique transverse \vec{B}_0 , perpendiculaire en tout point au champ électrique. Les électrons, de vitesse \vec{v} , sont donc soumis à la force électrique $\vec{F}_e = -e\vec{E}_0$ et à la force magnétique $\vec{F}_m = -e(\vec{v} \times \vec{B}_0)$. La projection de ces forces dans le repère cartésien de la figure I-1 conduit au système différentiel suivant :

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{eE_0}{m_0} - \frac{eB_0}{m_0} \dot{z} \\ \ddot{y} = 0 \\ \ddot{z} = \frac{eB_0}{m_0} \dot{x} \end{cases} \quad (\text{I-1})$$

où m_0 et e sont respectivement la masse au repos et la charge de l'électron, \dot{x} , \ddot{x} , \dot{y} , \ddot{y} , \dot{z} et \ddot{z} les dérivées premières et secondes des coordonnées d'espace. Le système (I-1) montre que le mouvement électronique est plan dès lors que la condition initiale sur la vitesse v_0 en y , est telle que $\dot{y} = v_0 = 0$. Les électrons évoluent donc dans le plan $(x ; z)$. Intégrons à présent la troisième équation du système (I-1) en faisant l'hypothèse qu'à $t = 0, x = x_0, \dot{z}(0) = 0$ et reportons le résultat dans la première équation. On obtient :

$$\begin{cases} \ddot{x} = \frac{eE_0}{m_0} - \omega_c^2(x - x_0) \\ \dot{z} = \omega_c(x - x_0) \end{cases} \quad (\text{I-2})$$

où ω_c est la pulsation cyclotron $\omega_c = eB_0/m_0$ et x_0 la position initiale sur x . Le système (I-2) devient un système d'équations différentielles découplées dont on va exprimer la solution. La première équation de (I-2) est une équation différentielle linéaire du second ordre à coefficient constant qui admet comme solution générale :

$$\boxed{x(t) - x_0 = \frac{E_0}{\omega_c B_0} + R \sin(\omega_c t + \varphi)} \quad (\text{I-3})$$

où R et φ sont des constantes d'intégration qui dépendent des conditions initiales.

En reportant l'expression (I-3) dans la deuxième équation de (I-2), on obtient après intégration par rapport au temps, la solution générale du mouvement de l'électron sur z :

$$\boxed{z(t) - z_0 = \frac{E_0}{B_0} t - R \cos(\omega_c t + \varphi)} \quad (\text{I-4})$$

où z_0 est une constante d'intégration qui fixe la condition initiale du mouvement sur z , à $t = 0$.

Les deux équations (I-3) et (I-4) ainsi obtenues représentent la trajectoire d'un électron dans le plan $(x ; z)$. Cette trajectoire résulte d'une combinaison entre un mouvement de translation rectiligne uniforme de vitesse $v = \frac{E_0}{B_0}$ et d'un mouvement circulaire uniforme de vitesse

angulaire ω_c . Le deuxième terme de (I-3) et (I-4) est la représentation paramétrique d'un cercle de rayon R dans le plan $(x ; z)$. Ainsi, l'électron évolue sur une trajectoire circulaire d'amplitude R se déplaçant dans un mouvement d'entraînement caractérisé par la dérive du centre guide à la vitesse v (figure I-2) [SHEVCHIK, 66]. La vitesse de l'électron sur ce cercle est $R\omega_c$. Lorsque la vitesse de dérive E_0/B_0 est égale à la vitesse orbitale $R\omega_c$, **l'électron décrit une cycloïde** (figure I-2). La trajectoire est une hypocycloïde si $E_0/B_0 > R\omega_c$ et une épicycloïde si $E_0/B_0 < R\omega_c$ (figure I-2).

Dans le cas général, l'électron parcourt la trajectoire de rayon R , fixée par les conditions initiales, notamment les conditions d'éjection de l'électron à la surface cathodique, entraîné par le cercle de rayon $A = E_0/\omega_c B_0$ fixé par les champs statiques. A titre d'illustration et suivant les cas de la figure I-2, on a porté sur la figure I-3 plusieurs trajectoires électroniques possibles, solutions des équations (I-3) et (I-4), programmées sous l'environnement MATLAB [RAYMOND, 01].

Les résultats portés sur la figure I-3 montrent d'une part que l'amplitude du mouvement électronique augmente à mesure que la vitesse angulaire augmente et d'autre part que les trajectoires avec points doubles caractérisent un bombardement important de la cathode,

renforçant l'émission électronique secondaire et la densité du faisceau. Le mouvement particulière en champs croisés permet ainsi de dimensionner l'espace inter électrodes afin de permettre au tube de fonctionner dans les conditions d'isolement magnétique.

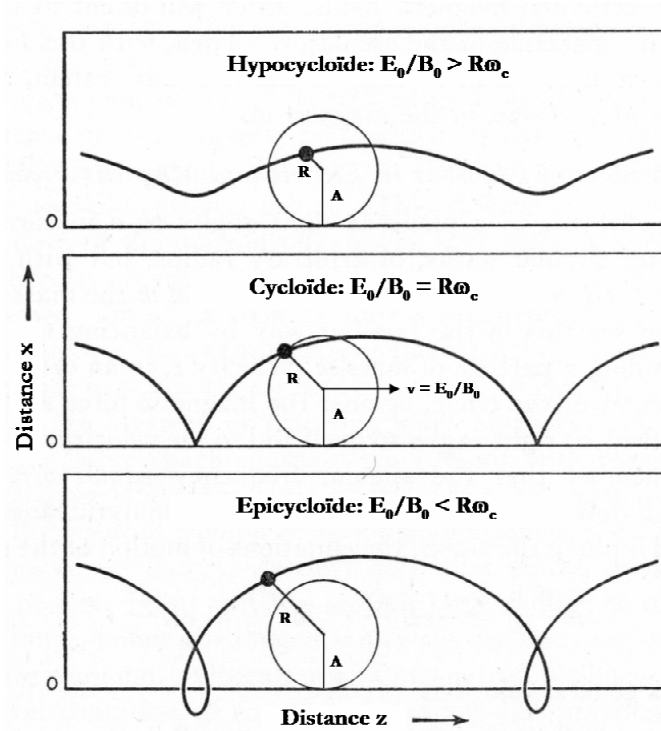


Figure I-2: Schéma simplifié des orbites possibles d'un électron soumis à des champs électriques et magnétiques croisés. La trajectoire électronique de rayon de courbure R est entraînée par le cercle de rayon constant A (schéma d'après [SLATER, 50]).

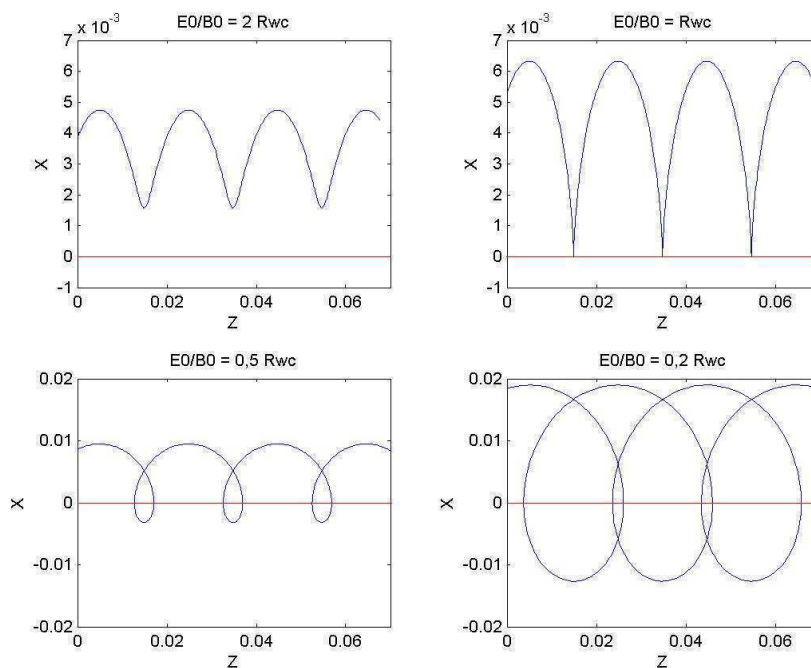


Figure I-3: Simulations MATLAB de la trajectoire classique d'un électron soumis à des champs électriques et magnétiques statiques croisés pour différentes vitesses angulaires. L'origine est prise en $x_0=0$ et représente la surface cathodique.

I-2 Mouvement particulaire relativiste.

Comme dans l'analyse précédente, on écrit l'équation du mouvement en champs croisés en introduisant à présent le facteur relativiste γ , soit :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(\gamma m_0 \vec{v}) = m_0 \vec{v} \frac{d\gamma}{dt} + m_0 \gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = -e[\vec{E}_0 + \vec{v} \times \vec{B}_0] \quad (\text{I-5})$$

avec,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{c^2}}} \quad (\text{I-6})$$

où v_x , v_y et v_z sont les composantes de la vitesse de l'électron sur les trois axes de coordonnées.

Formant le produit scalaire de \vec{v} par l'équation (I-5), on obtient :

$$\vec{v} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} = -e(\vec{v} \cdot \vec{E}_0) \quad (\text{I-7})$$

Or, d'après [LANDAU, 69], (I-7) peut s'exprimer en fonction de la variation d'énergie cinétique par rapport au temps :

$$\vec{v} \cdot \frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{v} \cdot \vec{F} = \frac{dE_{cin}}{dt} \quad (\text{I-8})$$

avec \vec{F} la résultante des forces appliquées à l'électron et $E_{cin} = \gamma m_0 c^2$, l'énergie cinétique relativiste de la particule. Ainsi, en exprimant (I-8) en fonction du facteur relativiste, l'expression (I-7) devient :

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m_0 c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E}_0) \quad (\text{I-9})$$

Sachant d'après (I-5) que $m_0 \gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{p}}{dt} - m_0 \vec{v} \frac{d\gamma}{dt}$, exprimé en fonction des paramètres de (I-9),

on forme l'équation vectorielle du mouvement relativiste de l'électron [LANDAU, 69] :

$$\boxed{\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m_0 \gamma} \left[\vec{E}_0 + \vec{v} \times \vec{B}_0 - \frac{\vec{v}}{c^2} (\vec{v} \cdot \vec{E}_0) \right]} \quad (\text{I-10})$$

L'équation (I-10) est **un développement du deuxième ordre en \vec{v}** prenant en compte la correction relativiste à l'équation du mouvement classique. Dans l'approximation où $v \ll c$, la correction apportée par les termes non linéaires devient négligeable et un développement du premier ordre suffit à décrire le mouvement de l'électron. On retrouve dans ce cas le développement classique énoncé au paragraphe précédent.

Développons alors en régime relativiste l'équation (I-10) dans le repère cartésien de la figure I-1.

Les conventions de champs électrique et magnétique adoptées conduisent au système (I-11) :

$$\begin{cases} \frac{dv_x}{dt} = \ddot{x} = \frac{eE_0}{\gamma m_0} - \frac{eB_0}{\gamma m_0} \dot{z} - \frac{eE_0}{\gamma m_0 c^2} \dot{x}^2 \\ \frac{dv_y}{dt} = \ddot{y} = -\frac{eE_0}{\gamma m_0 c^2} \dot{y} \dot{x} \\ \frac{dv_z}{dt} = \ddot{z} = \frac{eB_0}{\gamma m_0} \dot{x} - \frac{eE_0}{\gamma m_0 c^2} \dot{z} \dot{x} \end{cases} \quad (\text{I-11})$$

En dehors du facteur relativiste, fonction du module au carré de la vitesse instantanée, on constate que la coordonnée y n'intervient explicitement qu'au niveau de la deuxième équation du système (I-11). Il est alors possible de découpler le mouvement suivant y de celui suivant x et z . Il en résulte que le mouvement particulaire reste un mouvement plan [JACKSON, 99]. Dans l'hypothèse où la dynamique de départ est imposée en ayant choisi $\dot{y} = 0$, le mouvement s'effectue dans le plan $(x ; z)$. La résolution numérique du système (I-11) sous l'environnement MATLAB, dans cette condition, conduit aux trajectoires électroniques de la figure I-4.

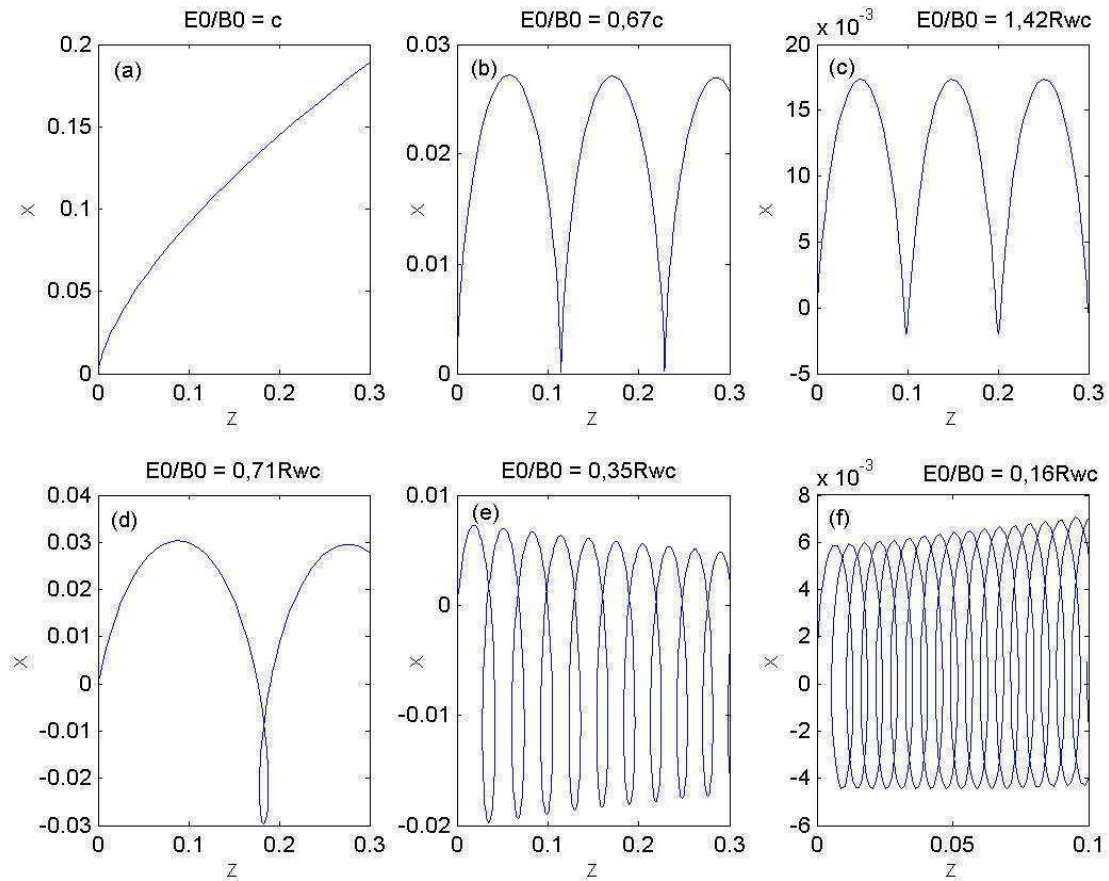


Figure I-4: Simulations MATLAB de trajectoires électroniques avec correction relativiste. Les cas (a) et (b) sont calculés sans vitesse initiale ; les trajectoires évoluent vers des cycloïdes. Les cas (b), (c) et (d) sont obtenus en imposant une dynamique initiale. Le mouvement de dérive est différent du mouvement angulaire. Dans le cas (e), le champ électrique de la ligne a été abaissé ; le mouvement est entraîné par le champ magnétique et la dérive est plus faible.

Les cas de (a) à (e) de la figure I-4 sont tracés pour un champ électrique statique constant $E_0 = 30$ MV/m. En augmentant le champ magnétique statique de la ligne de quelques 0,05 T, il est possible d'atteindre un régime d'isolement magnétique (cas (a) $B_0 = 0,1$ T, cas (b) $B_0 = 0,15$ T). La dynamique initiale imposée dans les cas (c), (d) et (e) permet de contrôler l'amplitude des trajectoires électroniques. Plus la vitesse angulaire augmente, plus la contribution non linéaire de l'équation (I-10) devient importante, expliquant la variation d'amplitude de la trajectoire dans le cas (e). Dans le cas (f), le champ électrique statique de la ligne est abaissé. Ainsi, la vitesse de dérive électronique diminue. Les effets magnétiques deviennent dominants et le mouvement est davantage giratoire avec des trajectoires de plus en plus serrées. Là encore, la vitesse angulaire augmente sous l'action du champ magnétique contribuant à déformer les amplitudes des trajectoires électroniques. Pour des cathodes explosives à émission de champ, les électrons sont émis sans vitesse initiale [MILLER, 98] aussi, dans les cas réels, le mouvement électronique est cycloïdal. Cependant, lorsque l'on considère l'interaction des électrons avec le champ RF de la structure d'anode, les variations de vitesse introduite peuvent accentuer les effets non linéaires, dommageables pour le fonctionnement du tube si celui-ci est mal dimensionné. Les conséquences se traduisent en terme d'instabilité, de sur – isolation du faisceau ou encore de claquage dans la ligne. En dépit de ces inconvénients, les tubes à champs croisés relativistes restent attractifs dans la mesure où la puissance de sortie est considérablement augmentée par rapport aux tubes conventionnels [GOLD, 97].

I-3 Approche fluide.

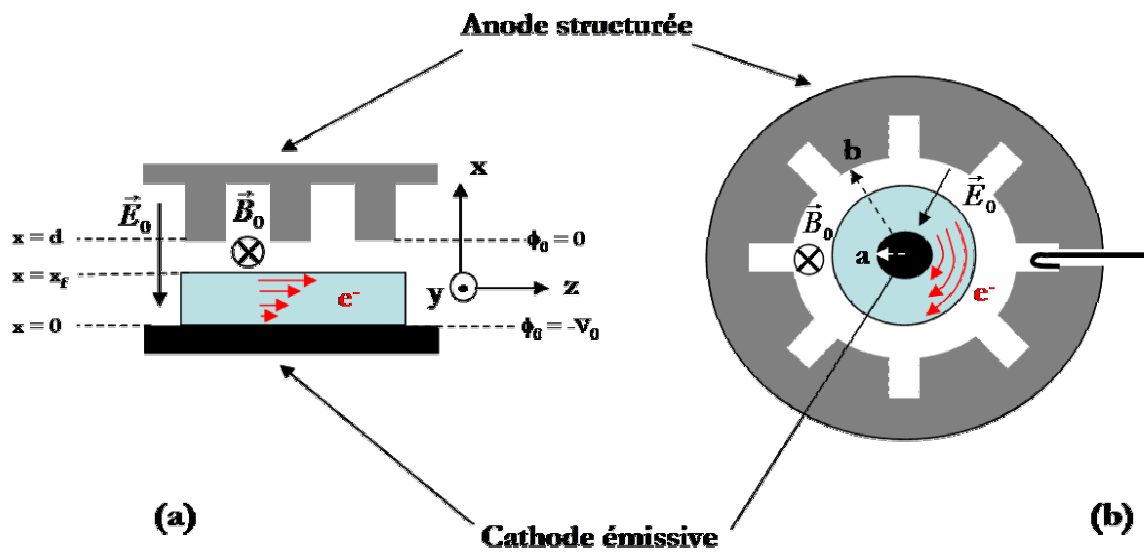


Figure I-5: Modèle de flot de Brillouin ; (a) dans la géométrie plane en champs croisés, (b) dans la géométrie du type Magnétron.

D'après les conventions de la figure I-5, dans la géométrie plane, on écrit la condition d'équilibre d'une couche de fluide en mouvement suivant l'axe z pour $0 \leq x \leq x_f$:

$$-en_e(x)[E_x(x) + v_z(x)B_y(x)] = 0 \quad (\text{I-12})$$

où $n_e(x)$ est le profil de densité électronique en x et $v_z(x)$ la vitesse moyenne du flot d'électrons dans la couche de fluide d'ordonnée x . La condition d'équilibre des fluides laminaires imposée par (I-12) permet de retrouver la vitesse de dérive des électrons dans le fluide :

$$v_z(x) = -\frac{E_x(x)}{B_y(x)} \quad (\text{I-13})$$

A partir des équations de Maxwell appliquées au faisceau, on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= -\frac{en_e(x)}{\epsilon_0} \Leftrightarrow \frac{\partial E_x(x)}{\partial x} = -\frac{en_e(x)}{\epsilon_0} \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= -\frac{en_e(x)}{\epsilon_0 c^2} \vec{v} \Leftrightarrow \frac{\partial B_y(x)}{\partial x} = \frac{en_e(x)}{\epsilon_0 c^2} v_z(x) = -\frac{en_e(x)}{\epsilon_0 c^2} \frac{E_x(x)}{B_y(x)} \end{aligned} \quad (\text{I-14})$$

En éliminant $n_e(x)$ dans les deux équations de (I-14), on a :

$$B_y(x) \frac{\partial B_y(x)}{\partial x} = \frac{E_x(x)}{c^2} \frac{\partial E_x(x)}{\partial x}$$

Soit

$$\frac{\partial (B_y(x))^2}{\partial x} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial (E_x(x))^2}{\partial x} = 0 \Rightarrow B_y^2(x) - \frac{E_x^2(x)}{c^2} = cste = C \quad (\text{I-15})$$

L'équation (I-15) est complètement déterminée par les conditions aux limites imposées par la figure I-5 dans l'espace où $0 \leq x \leq x_f$. Cette équation traduit le caractère auto cohérent liant le champ électrique de charge d'espace au champ magnétique propre généré par le faisceau. Elle reste valable quels que soient le profil de densité électronique et le système de coordonnées choisi [DAVIDSON, 91].

Introduisons à présent le facteur relativiste $\gamma(x)$. Puisque seule la composante v_z intervient dans notre modèle, on obtient :

$$\gamma(x) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_z(x)^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{E_x^2(x)}{c^2 B_y^2(x)}}} \quad (\text{I-16})$$

En introduisant (I-15) dans (I-16), on obtient :

$$\frac{B_y(x)}{\gamma(x)} = cste = \sqrt{C} \quad (\text{I-17})$$

Les équations (I-15) et (I-17) définissent les conditions d'équilibre stable d'un fluide relativiste soumis à des champs croisés $E_x(x)$ et $B_y(x)$.

Ecrivons la condition de fluide laminaire, stipulant que l'énergie totale d'un élément de fluide est conservée le long d'une même couche de fluide, il vient :

$$[\gamma(x) - 1]m_0c^2 - e\phi_0(x) = cste \quad (\text{I-18})$$

Avec les conditions aux limites imposées par la figure I-5, $\gamma(x=0) = 1$ et $\phi_0(x=0) = -V_0$, donc (I-18) devient pour $0 \leq x \leq x_f$:

$$[\gamma(x) - 1]m_0c^2 - e\phi_0(x) = eV_0 \quad (\text{I-19})$$

La dérivée de (I-19) par rapport à la coordonnée x en remplaçant par (I-16) conduit à :

$$\frac{\partial\gamma(x)}{\partial x} = \frac{e}{m_0c^2} \frac{\partial\phi_0(x)}{\partial x} = -\frac{e}{m_0c^2} E_x(x) \Rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \left[1 - \frac{E_x^2(x)}{c^2 B_y^2(x)} \right]^{-1/2} = -\frac{e}{m_0c^2} E_x(x) \quad (\text{I-20})$$

D'où

$$\gamma^3(x) \frac{E_x(x)}{B_y(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{E_x(x)}{B_y(x)} \right) = -\frac{e}{m_0} E_x(x) \quad (\text{I-21})$$

Le développement de (I-21) donne :

$$\gamma^3(x) \frac{E_x(x)}{B_y(x)} \left[B_y(x) \frac{\partial E_x(x)}{\partial x} - E_x(x) \frac{\partial B_y(x)}{\partial x} \right] = -\frac{e}{m_0} E_x(x) B_y^2(x) \quad (\text{I-22})$$

Après une algèbre simple et en remplaçant par les expressions (I-14), on obtient finalement :

$$\gamma^3(x) \frac{en_e(x)}{\epsilon_0} \left[1 - \left(\frac{E_x(x)}{B_y(x)c} \right)^2 \right] = \frac{e}{m_0} B_y^2 \quad (\text{I-23})$$

D'après (I-16), il vient :

$$\boxed{\left(\frac{eB_y(x)}{m_0\gamma(x)} \right)^2 = \frac{e^2 n_e(x)}{m_0 \epsilon_0 \gamma(x)}} \quad (\text{I-24})$$

En posant $\Omega_c = \frac{eB_y(x)}{m_0\gamma(x)}$, la fréquence cyclotron relativiste et $\Omega_p = \left(\frac{e^2 n_e(x)}{m_0 \gamma(x) \epsilon_0} \right)^{1/2}$, la fréquence plasma relativiste, la relation (I-24) traduit **la condition des flots de Brillouin relativistes** pour tout x tel que $0 \leq x \leq x_f$. L'expression (I-17) impose également d'après (I-24) :

$$\frac{n_e(x)}{\gamma(x)} = cste \quad \text{pour } 0 \leq x \leq x_f \quad (\text{I-25})$$

A partir de la condition d'équilibre des fluides laminaires, les électrons dérivent suivant l'axe z **le long des surfaces équipotentielles** dans un mouvement proportionnel à $\vec{E} \times \vec{B}$, où \vec{E} et \vec{B} désignent **les champs propres au faisceau**. C'est sous l'action de ces champs que la condition

d'isolement magnétique est atteinte dans la ligne et permet le fonctionnement des tubes à champs croisés.

II- Les tubes à champs croisés : Influence de la géométrie.

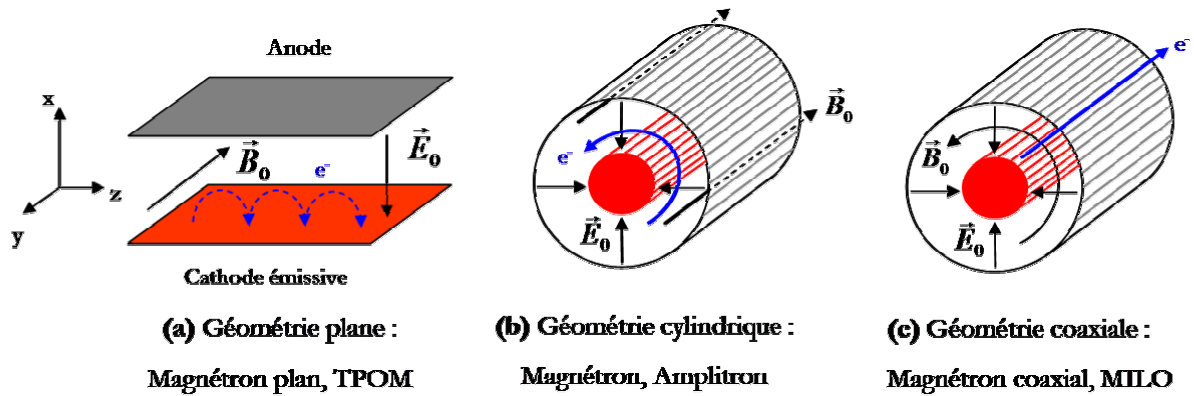


Figure I-6: Géométrie des tubes à champs croisés. La surface rouge désigne la cathode où les électrons sont émis et accélérés par le champ électrique statique E_0 de la ligne. La flèche bleue indique le mouvement de dérive électronique dans les différentes configurations de champs envisagées.

Il existe plusieurs géométries de systèmes à champs croisés (figure I-6). Le mouvement de dérive électronique s'effectue dans la direction perpendiculaire aux champs électrique et magnétique statique de la ligne. D'après les équations énoncées au paragraphe précédent et la relation (I-13) le champ magnétique joue un rôle majeur dans le fonctionnement du tube dans la mesure où il permet de contrôler la vitesse de dérive et par conséquent les conditions de synchronisme avec la vitesse de phase des ondes électromagnétiques dans la structure d'anode. Le champ magnétique \vec{B}_0 peut être appliqué de l'extérieur par des aimants permanents ou encore être généré par le faisceau lui-même. Dans les deux cas, il sert au dimensionnement du tube parce qu'il fixe les conditions d'isolement magnétique et l'épaisseur du faisceau dans l'espace anode – cathode. Contrairement aux tubes de type O, linéaire (ordinaire), où le faisceau d'électrons est introduit dans la structure hyperfréquence et dont la vitesse constante est contrôlée par l'utilisateur, le champ magnétique statique de la ligne est un champ extérieur de focalisation qui sert au guidage des électrons sur toute la longueur de la ligne. L'interaction s'effectue sur une composante longitudinale du faisceau et reste indépendante du champ magnétique appliqué. Le champ électrique radial existant dans la ligne est dans ce cas le champ propre de charge d'espace intrinsèque au faisceau et reste bien différent du champ accélérateur des tubes de type M (Magnétron) qui permet d'une part l'émission électronique à partir d'une sole ou d'une cathode à émission de champ (figure I-7a et c, [THOMSON, 91]) et d'autre part la création du faisceau sur toute la surface d'émission. Il existe cependant, des dispositifs à champs croisés où les électrons

sont émis en amont de la ligne hyperfréquence puis pénètrent dans l'espace d'interaction où règne la structure à champs croisés (figure I-7a et c). Ainsi, le faisceau est plan dans la géométrie plane et annulaire dans la géométrie coaxiale. Les amplificateurs ou les oscillateurs à champs croisés à faisceau créé ou injecté peuvent être terminés par un collecteur après la ligne hyperfréquence, ou bien à faisceau réentrant lorsque la ligne est terminée sur elle-même (figure I-7d). On appelle les tubes à champs croisés à cathode émissive ou explosive des « dematron » (distributed emission magnetron amplifier), les autres dispositifs sont les tubes de type M à faisceau injecté. Il existe également le « bidematron » (beam injection by distributed emission) qui combine à la fois un faisceau injecté avec une émission distribuée [LEBLOND, 72]. Dans tous les cas, les amplificateurs à champs croisés sont des TPOM (Tubes à Propagation d'Ondes de type M).

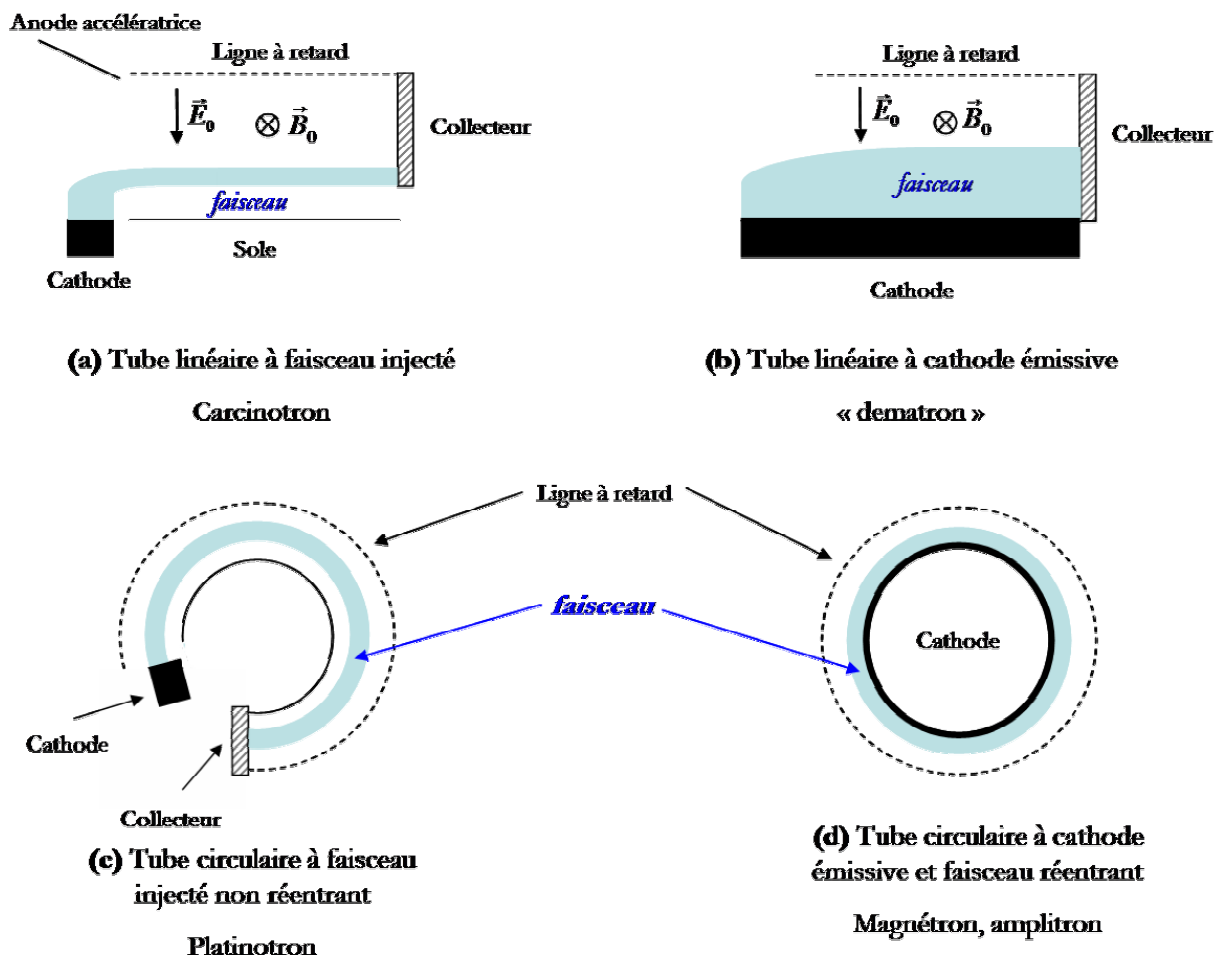


Figure I-7: Représentation schématique des principaux tubes à champs croisés. On peut distinguer les systèmes à faisceau injecté (a et c) et les systèmes à émission distribuée (b et d). Dans le cas (b) et dans celui de la géométrie coaxiale, le champ magnétique statique de la ligne peut être généré par le faisceau et assure dans ce cas les conditions d'isolement magnétique propres au tube.

II-1 Dispositifs à champs croisés avec champ magnétique appliqué de l'extérieur.

II-1-1 Cas plan

Le champ magnétique statique relié au potentiel de la ligne assure les conditions d'isolement magnétique critique et le régime de fonctionnement du système à champs croisés. A partir de la description fluide faite au paragraphe I-I-3, le champ magnétique propre au faisceau est relié au champ électrique propre de charge d'espace à l'aide des relations (I-14). Formant le rapport de (I-25) par (I-17), on obtient une autre propriété des couches laminaires :

$$\frac{n_e(x)}{B_y(x)} = cste \text{ pour } 0 \leq x \leq x_f \quad (\text{I-26})$$

Ainsi, par propriété de (I-26), la dérivée par rapport à x de la deuxième équation de (I-14) donne :

$$\frac{\partial^2 B_y(x)}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0 c^2} \frac{n_e(x)}{B_y(x)} \frac{\partial E_x}{\partial x} \quad (\text{I-27})$$

Soit, après substitution de la première équation de (I-14) dans (I-27), l'équation différentielle du second ordre sur le champ magnétique devient :

$$\boxed{\frac{\partial^2 B_y(x)}{\partial x^2} - K^2 B_y(x) = 0} \text{ avec } \boxed{K^2 = \left(\frac{e}{\epsilon_0 c} \frac{n_e(x)}{B_y(x)} \right)^2} \quad (\text{I-28})$$

Une solution de (I-28) est $B_y(x) = C_1 \cosh(Kx) + C_2 \sinh(Kx)$, où C_1 et C_2 sont des constantes imposées par la géométrie de la figure I-5. Sachant qu'en $x = 0$, $B_y(0) = cste$ et qu'en $x = x_f$, $B_y(x_f) = cste = -B_0$, condition de champ imposé de l'extérieur, on a en respectant la condition de continuité :

$$B_y(x) = \begin{cases} -B_0 \frac{\cosh(Kx)}{\cosh(Kx_f)} & 0 \leq x \leq x_f \\ -B_0 & x_f \leq x \leq d \end{cases} \quad (\text{I-29})$$

Ainsi, à partir de (I-29), on peut exprimer toutes les grandeurs physiques définissant le problème. La densité électronique est donnée par (I-26) d'où l'on peut déduire le facteur relativiste grâce à (I-25) et (I-17). On obtient successivement :

$$n_e(x) = n_e^0 \frac{\cosh(Kx)}{\cosh(Kx_f)} \quad 0 \leq x \leq x_f \quad (\text{I-30})$$

où n_e^0 est la densité électronique de la couche limite en $x = x_f$.

$$\gamma(x) = \cosh(Kx) \quad 0 \leq x \leq x_f \quad (\text{I-31})$$

En remplaçant (I-30) dans la première équation de (I-14) et en intégrant sur x , on obtient l'expression du champ électrique, à savoir :

$$E_x(x) = -\frac{en_e^0}{\epsilon_0 K} \frac{\sinh(Kx)}{\cosh(Kx_f)} = -cB_0 \frac{\sinh(Kx)}{\cosh(Kx_f)} \quad (\text{I-32})$$

A partir de (I-13), en remplaçant (I-29) et (I-32) pour $0 < x < x_f$, on exprime la vitesse de dérive électronique :

$$\boxed{v_z(x) = c \tanh(Kx)} \quad (\text{I-33})$$

Introduisons la conservation de l'énergie donnée par la relation (I-19) afin d'exprimer le potentiel de la ligne en fonction des grandeurs calculées :

$$\boxed{\frac{e}{m_0 c^2} (V_0 + \phi_0(x)) = [\cosh(Kx) - 1]} \text{ pour } 0 \leq x \leq x_f \quad (\text{I-34})$$

Puisque $E_x(x) = -\frac{\partial \phi_0(x)}{\partial x}$, le champ électrique est constant dans l'espace vide où $x_f \leq x \leq d$ et on peut exprimer le potentiel comme suit :

$$\phi_0(x) - \phi_0(x = x_f) = -E_x(x_f)(x - x_f) \text{ pour } x_f \leq x \leq d \quad (\text{I-35})$$

La dérivée de l'expression (I-34) par rapport à x que l'on remplace dans (I-35), conjuguée à la condition de continuité sur le champ électrique conduit aux relations suivantes :

$$\phi_0(x) - \phi_0(x = x_f) = \frac{m_0 c^2}{e} K(x - x_f) \sinh(Kx_f)$$

$$\boxed{\frac{e}{m_0 c^2} (V_0 + \phi_0(x)) = [\cosh(Kx_f) - 1] + K(x - x_f) \sinh(Kx_f)} \text{ pour } x_f \leq x \leq d \quad (\text{I-36})$$

La conservation du flux de \vec{B} dans toute la ligne permet d'écrire :

$$\int_0^d B_y dx = \int_0^{x_f} B_0 \frac{\cosh(Kx)}{\cosh(Kx_f)} dx + \int_{x_f}^d B_0 dx$$

En supposant le champ magnétique total B_y constant, présent initialement dans la ligne avant la création du faisceau, après intégration et introduction du champ magnétique à la surface de la cathode ($x = 0$), $B_c = -B_0 / \cosh(Kx_f)$, on obtient :

$$\frac{eB_y d}{m_0 c} = \frac{eB_c}{m_0 c K} [\sinh(Kx_f) + K(d - x_f) \cosh(Kx_f)] \quad (\text{I-37})$$

Sachant $\Omega_c = \Omega_p$, à la surface de la cathode, on a $\gamma(x = 0) = 1$ et $K = \frac{\Omega_p}{c}$, d'où :

$$\frac{eB_y d}{m_0 c} = \sinh(Kx_f) + K(d - x_f) \cosh(Kx_f) \quad (\text{I-38})$$

Lorsque le faisceau remplit tout l'espace anode – cathode, le système est dit en régime d'isolement magnétique critique. Ainsi, lorsque x_f tend vers d , on obtient à partir de (I-38) :

$$\frac{eB_y d}{m_0 c} = \sinh(Kd) \Leftrightarrow \left(\frac{eB_y d}{m_0 c} \right)^2 = \sinh^2(Kd) = \cosh^2(Kd) - 1 \quad (\text{I-39})$$

D'après (I-34), lorsque $x_f = d$ et $\phi_0(d) = 0$, on a aussi :

$$\frac{eV_0}{m_0 c^2} = \cosh(Kd) - 1 \quad (\text{I-40})$$

D'où, en remplaçant (I-39) dans (I-40), on exprime le potentiel de la ligne en fonction du champ magnétique total résultant de la superposition du champ propre lié au faisceau et du champ extérieur appliqué. On obtient :

$$\boxed{\frac{eV_0}{m_0 c^2} = \left[1 + \left(\frac{eB_y d}{m_0 c} \right)^2 \right]^{1/2} - 1} \quad (\text{I-41})$$

Dans l'approche classique $\frac{eV_0}{m_0 c^2} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{eB_y d}{m_0 c} \right)^2$ représente une parabole. L'expression (I-41)

définit la parabole de coupure traduisant la condition d'isolement magnétique critique dans la ligne. **Cette parabole représente une condition de coupure pour le magnétron plan et caractérise le critère de Hull [DAVIDSON, 91 ; LAU, 87].**

On se place à présent au dessus de la condition de coupure. Il existe ainsi un espace vide où le potentiel satisfait à la relation (I-36). Pour $x = d$, (I-36) s'écrit :

$$\frac{eV_0}{m_0 c^2} = [\cosh(Kx_f) - 1] + K(d - x_f) \sinh(Kx_f) \quad (\text{I-42})$$

En combinant (I-42) avec (I-38), on obtient :

$$\frac{eV_0}{m_0 c^2} = [\cosh(Kx_f) - 1] + \frac{eB_y d}{m_0 c^2} c \tanh(Kx_f) - \frac{(\cosh^2(Kx_f) - 1)}{\cosh(Kx_f)} \quad (\text{I-43})$$

L'expression (I-43) fait apparaître la vitesse de dérive en $x = x_f$ donnée par (I-33) et le facteur relativiste en $x = x_f$ donné par (I-31). Or, le système à champs croisés ainsi défini dans le cas plan fonctionne s'il existe un synchronisme entre la vitesse de phase des ondes électromagnétiques de la structure d'anode et la vitesse de dérive des électrons du faisceau. Dans l'hypothèse où $v_z(x_f) = v_\phi$, le nouveau potentiel V_{BH} s'écrit à partir de (I-43) :

$$\boxed{\frac{eV_{BH}}{m_0 c^2} = \frac{eB_y d}{m_0 c^2} v_\phi - \left[1 - \left(1 - \frac{v_\phi^2}{c^2} \right)^{1/2} \right]} \quad (\text{I-44})$$

Lorsque les ondes électromagnétiques dans la structure d'anode, appelée ligne à retard, sont suffisamment ralenties pour permettre le synchronisme avec les vitesses de dérive électronique,

$$\frac{eV_{BH}}{m_0c^2} \approx \frac{eB_y d}{m_0c^2} v_\phi. \text{ Le potentiel croît de façon linéaire avec le champ magnétique de la ligne.}$$

L'expression (I-44) définit la condition limite pour lequel le faisceau interagit avec la structure d'anode. **Cette condition définit le critère de Buneman – Hartree.**

Ainsi le régime intermédiaire entre la parabole de coupure et la droite de Hartree caractérise la zone de fonctionnement du magnétron plan [DAVIDSON, 91 ; LAU, 87].

II-1-2 Cas cylindrique

Par une démarche analogue au cas précédent, on peut déduire le fonctionnement de tous les tubes de type M. En effet de façon générale les équations (I-41) et (I-44) peuvent s'exprimer comme suit [LAU, 87] :

$$V_H = \frac{m_0c^2}{e} \left[\left[1 + \left(\frac{eB_c D}{m_0c} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right] \quad (I-45)$$

$$V_{BH} = B_{\max} D v_\phi - \frac{m_0c^2}{e} \left[1 - \left(1 - \left(\frac{v_\phi}{c} \right)^2 \right)^{1/2} \right] \quad (I-46)$$

Le paramètre D caractérise les dimensions de l'espace anode – cathode et fixe la géométrie du tube (plane, circulaire ou coaxiale). Le champ magnétique B_c intervenant dans la relation (I-45) est le champ magnétique critique qu'il faut appliquer pour atteindre le régime d'isolement magnétique, condition nécessaire pour permettre une interaction entre le faisceau d'électron et le champ électromagnétique de la structure d'anode. La relation (I-46) renseigne sur la géométrie du faisceau dans l'espace anode – cathode, en particulier l'écart de celui-ci par rapport à l'anode. Le champ magnétique B_{\max} appliqué correspond au champ limite qu'il est possible d'ajuster pour permettre encore les conditions de synchronisme dans la ligne. Le critère défini par (I-46) donne l'intensité maximale du faisceau d'électron en interaction dans la ligne à retard. Plus l'intensité est importante, plus l'énergie disponible est grande et plus la puissance de sortie est conséquente. Ainsi, les relations (I-45) et (I-46) définissent deux régimes limites entre lesquels le système hyperfréquence à champs croisés oscille (figure I-9). Ces équations montrent également que la droite de Buneman – Hartree est tangente à la parabole de coupure définissant la condition de Hull (figure I-9).

Dans le cas cylindrique, caractérisant le Magnétron (figure I-6b), les calculs menés de façon analogue au paragraphe précédent (I-II-1-1), en coordonnées polaires, où l'on a transposé le champ électrique suivant x en champ radial et le champ magnétique suivant y en champ axial, permettent de fixer la géométrie de l'espace d'interaction avec $D = (b^2 - a^2)/2a$ [LAU, 87], d'après les conventions de la figure I-5b.

La géométrie ainsi définie fixe la pente de la droite de Hartree selon (I-46). Cette pente est aussi fonction de la vitesse de phase des ondes électromagnétiques se propageant dans la structure d'anode (I-46). La rotation de la charge d'espace (« bras d'électrons » ou *spokes* dans la littérature) autour de la cathode permet d'entretenir le champ électromagnétique induit dans les résonateurs de la structure d'anode à chaque passage devant les cavités (figure I-8). La différence de phase

entre chaque résonateur est $\frac{2\pi n}{N}$ tandis que la distance séparant deux résonateurs voisins est

donnée par $\frac{2\pi r}{N}$ (figure I-8). Le nombre de résonateurs définissant la structure anodique est

donné par N , r correspond à l'orbite d'un électron dans l'espace anode – cathode et n est le mode opératoire établi dans la configuration géométrique, fonction du nombre de résonateurs dans le dispositif. Pour des oscillations RF de la cavité à la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$, le temps de transit

nécessaire entre deux résonateurs pour permettre au champ RF d'être dans la configuration où le mouvement électronique reste entretenu d'un résonateur à l'autre est défini par $\tau = \frac{2\pi n}{\omega N}$. La

condition de synchronisme dans l'espace d'interaction est maintenue si les électrons tournent à la vitesse angulaire définie par la condition sur la phase, à savoir $v_\phi = \frac{2\pi r}{N\tau} = \frac{r\omega}{n}$. Le nombre de

« bras d'électrons » ou encore *spokes*, définissant le régime d'oscillation est défini par la quantité n . Plus n décroît, plus les électrons doivent parcourir une plus grande distance entre chaque résonateur, ce qui oblige à augmenter la vitesse de dérive électronique pour maintenir le synchronisme dans la cavité. Or pour augmenter le rapport E_0/B_0 , pour une tension appliquée dans la ligne fixée au départ, il faut diminuer le champ magnétique statique, réduisant la plage de fonctionnement (figure I-9) et augmentant les risques de claquages dans l'espace d'interaction. Ainsi, pour maintenir le synchronisme dans des conditions réalistes, on augmente le nombre de résonateurs constituant la structure d'anode afin de diminuer le temps de transit des électrons en augmentant le nombre de « bras » définissant par ailleurs le nombre de modes [MILLER, 82].

Pour un nombre N de résonateurs, le nombre de modes est défini par $n = \frac{N}{2}$.

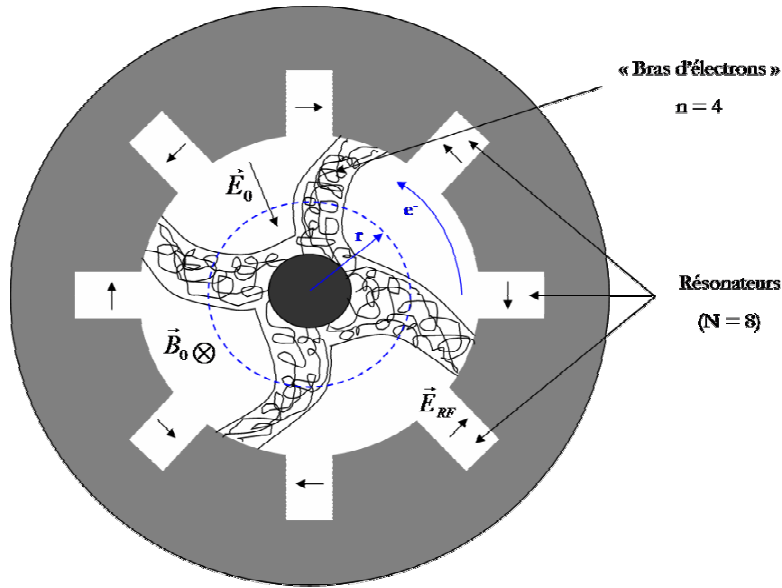


Figure I-8: Oscillation du Magnétron : amplification de la composante progressive dans le sens trigonométrique et mise en paquet des électrons, formant des « bras » tournant à la vitesse de phase $v_\varphi = r\omega/n$ afin de respecter la condition de synchronisme avec la vitesse de dérive électronique E_0/B_0 . La flèche bleue indique le sens de déplacement des « bras d'électrons ».

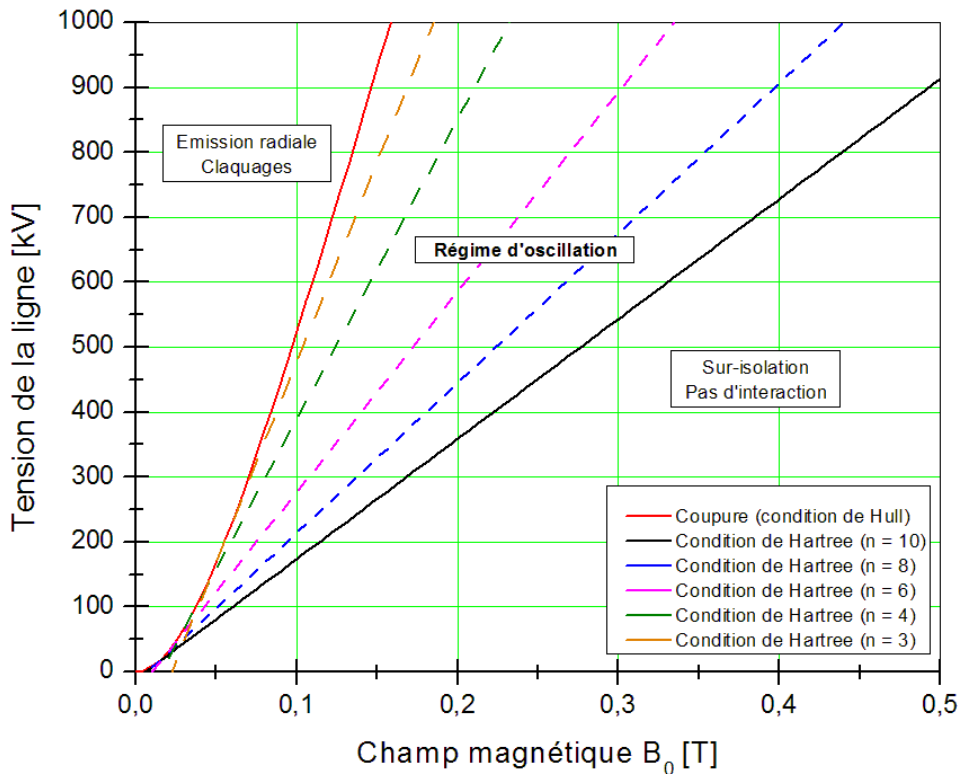


Figure I-9: Modes opératoires du Magnétron. Lorsque le champ $B_0 < B_C$, l'isolement magnétique n'est pas atteint, c'est un régime d'arcs électriques. Pour $B_0 > B_{max}$, le synchronisme dans la cavité est perdu. Le régime intermédiaire est le régime d'oscillation qui devient de plus en plus restreint à mesure que n augmente. La droite de Hartree est toujours tangente à la parabole de coupure. Les dimensions choisies sont : $b = 4$ cm, $a = 2$ cm et $f = 2,45$ GHz.

II-2 Dispositifs à champs croisés avec champ magnétique propre généré par la ligne.

II-2-1 Dispositifs à faisceau injecté

Dans la géométrie coaxiale (figure I-6) il est possible de générer le champ magnétique statique dans la ligne en **imposant un courant dans l'armature centrale**. Le champ magnétique ainsi créé est azimutal, permettant aux électrons de dériver suivant l'axe (Oz). Le premier prototype à champs croisés basé sur ce principe a été breveté par Warnecke et Kleen en 1951 [WARNECKE, BI, 51]. Le système est à faisceau injecté créé à partir d'une cathode annulaire reliée au conducteur central. La tension de chauffage de la cathode permettant l'émission électronique est appliquée entre la tige portant la cathode annulaire et le conducteur intérieur (figure I-10a). La cathode se trouve dans une rigole fixée sur la partie axiale. Le conducteur central est réalisé dans un matériau de très bonne conductivité (généralement du cuivre) afin de diminuer l'échauffement par effet Joule tout en assurant des courants de plusieurs centaines d'ampères. Les électrons ainsi émis par la cathode annulaire sont guidés par le champ magnétique azimutal, créé par le courant axial appliqué, et dérivent le long de la surface du conducteur central (figure I-10b). Comme tout système à faisceau injecté, les électrons en fin de parcours sont recueillis dans un collecteur où leur énergie résiduelle est dissipée dans le matériau le constituant. La ligne à retard constituant le circuit hyperfréquence est une hélice (figure I-10a). Cependant, l'invention montre qu'il est possible d'utiliser à la place une succession de diaphragmes annulaires empilés où le conducteur central passe à travers le trou de ces diaphragmes (figure I-10b). Dans ce cas le tube a l'inconvénient de fonctionner sur une gamme de fréquences restreinte mais possède l'avantage d'obtenir des puissances de sortie plus élevées que dans le cas de l'hélice [WARNECKE, BI, 51]. Le dispositif ainsi décrit **fonctionne en amplificateur** et ne possède pas de système externe pour générer le champ magnétique statique de la ligne, ce qui en fait **un prototype compact**. De plus la vitesse des électrons, contrôlée par le courant appliqué, est choisie par l'utilisateur ce qui permet de **fixer les conditions de synchronisme et de choisir la fréquence à amplifier**. Enfin, **le dispositif fonctionne en régime continu** dont la durée de vie est fonction des contraintes physiques et mécaniques imposés à la cathode et à l'armature centrale.

On comprend bien qu'un tel système a ses limites qui restreignent immédiatement la puissance de sortie. D'un point de vue technologique, les électrons émis et la densité du faisceau sont limités par la température de chauffage de la cathode (la tension dans la ligne ne dépasse pas quelques kilovolts) et le courant axial est fonction du matériau constituant le conducteur central (dans des conditions optimales, ce courant avoisine les 500 A). La puissance maximale en sortie est de l'ordre de quelques kilowatts. Pour augmenter les ordres de grandeurs, un effort doit donc être entrepris du côté des cathodes afin d'augmenter les courants électroniques de dérive.

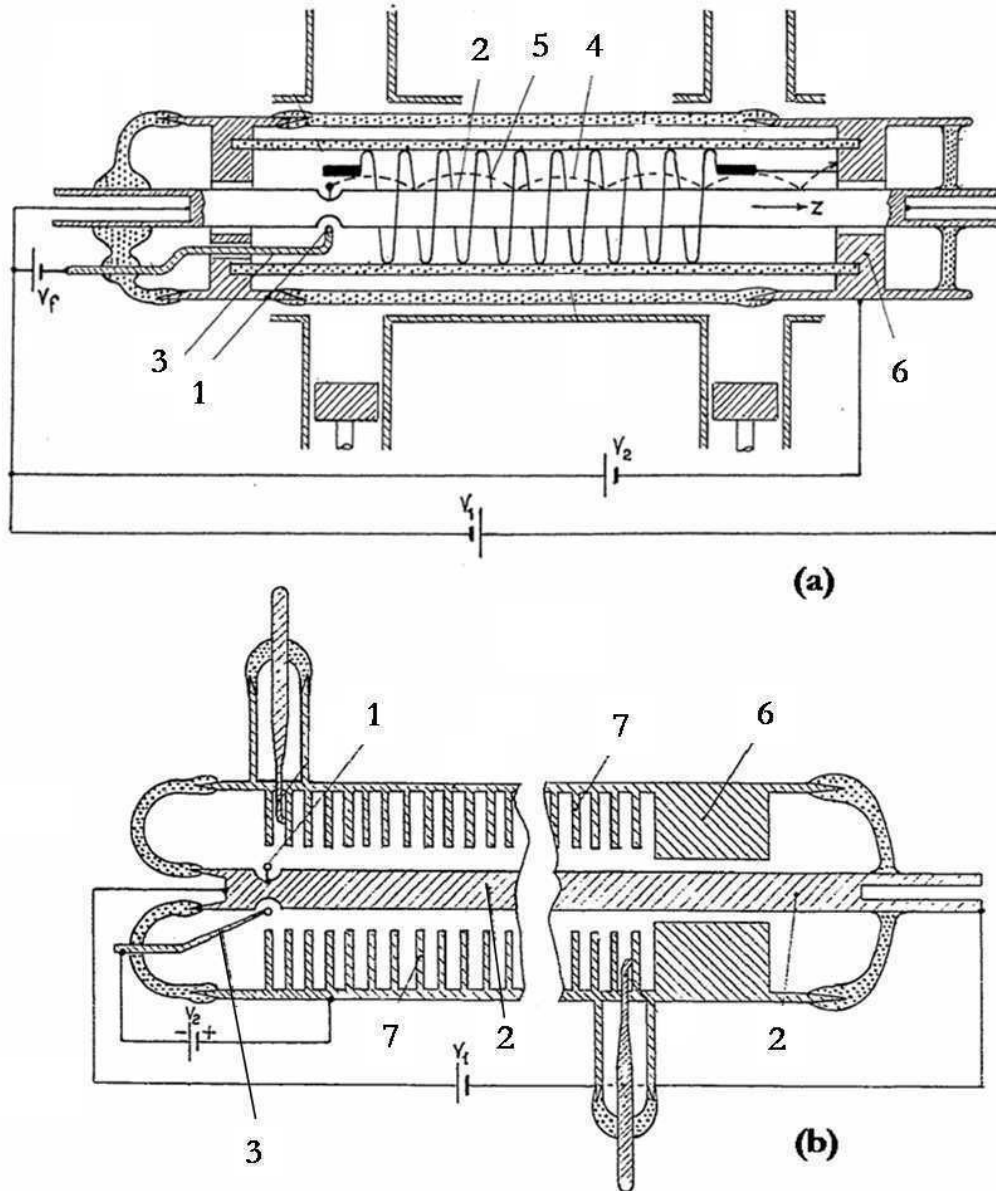


Figure I-10: Dispositifs amplificateurs à champs croisés avec courant axial pour générer le champ magnétique azimuthal dans la géométrie coaxiale. La ligne à retard est (a) une hélice, (b) une succession de diaphragmes empilés ; (1) représente la cathode annulaire, (2) l'armature centrale dans laquelle circule le courant imposé, (3) le support de cathode, (4) les trajectoires électroniques, (5) l'hélice, (6) le collecteur d'électrons et (7) les disques empilés. V_f est la tension de chauffage de la cathode, V_1 est la tension aux bornes du conducteur central permettant le courant axial et V_2 est la tension aux bornes du circuit hyperfréquence [WARNECKE, BI, 51].

II-2-2 Dispositifs à émission distribuée

On envisage à présent un dispositif analogue où le faisceau est créé par l'armature centrale émissive. Ainsi, dans la géométrie coaxiale de la figure I-6c, le conducteur central représente la cathode et l'armature extérieure du coaxial, l'anode structurée constituant la ligne à retard. Le faisceau est créé sur toute la longueur de la cathode et se termine sur une charge qui permet d'ajuster les conditions d'isolement magnétique (figure I-11, [DI CAPUA, 83]). Le champ

magnétique statique propre à la ligne est généré dans ce cas par le faisceau lui-même. Le courant total circulant dans la ligne et se rebouclant à l'anode, via la charge en bout de diode, résulte de la superposition du courant de cathode et du courant de faisceau en isolement magnétique (figure I-11). Le système fonctionne alors dans les mêmes conditions qu'au paragraphe précédent puisque les électrons, courbés par le champ magnétique propre au faisceau, interagissent de façon synchrone avec une composante longitudinale de la ligne à retard qui peut être soit une hélice ou encore une succession de disques empilés. La différence réside dans l'application de la haute tension. En effet pour que la cathode soit émissive sur toute sa surface et afin d'atteindre les conditions d'isolement magnétique critique, les tensions nécessaires sont de l'ordre de plusieurs centaines de kilovolts, ce qui confère à la ligne des courants de plusieurs dizaines de kiloampères. **On quitte ici le régime des tubes dits conventionnels classiques pour rentrer dans la gamme des tubes dits relativistes à champs croisés. A ces courants, les dispositifs fonctionnent en régime pulsé.**

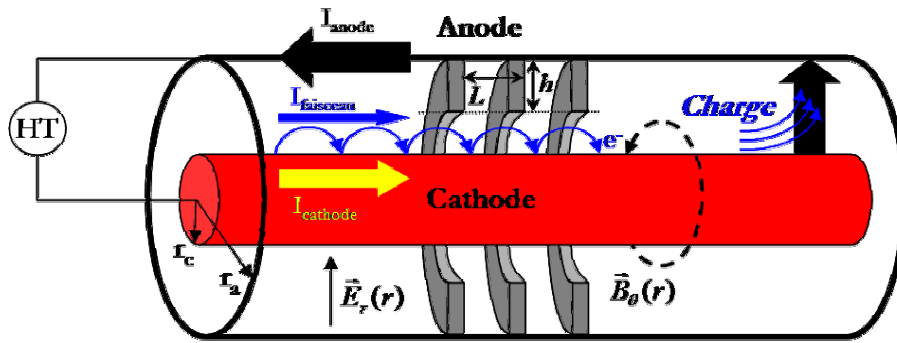


Figure I-11: Schéma du dispositif coaxial à émission distribuée. Les électrons sont isolés de la structure d'anode par le champ magnétique propre au faisceau. La ligne à retard est constituée d'une succession de disques empilés de période L dont la profondeur des cavités est h . Le circuit électronique est fermé par la charge et se reboucle par l'anode. A tout instant, on a : $I_{\text{anode}} = I_{\text{cathode}} + I_{\text{faisceau}}$. Les flèches désignent les écoulements particuliers. Par souci de clarté on ne représente pas les courants algébriques s'écoulant par convention en sens inverse.

Dans la symétrie de révolution imposée sur la figure I-11, les champs croisés statiques de la ligne dépendent uniquement de r . Calculons la condition de coupure, fonction du courant critique circulant dans le conducteur central dans la géométrie coaxiale de la figure I-11. En coordonnées polaires, $\vec{E}(r) = -E_r(r)\vec{u}_r$ et $\vec{B}(r) = -B_\theta(r)\vec{u}_\theta$, d'où la projection des forces appliquées à un électron de la ligne :

$$\begin{cases} \frac{dp_r}{dt} = eE_r(r) - ev_z(r)B_\theta(r) \\ \frac{dp_\theta}{dt} = 0 \\ \frac{dp_z}{dt} = ev_r(r)B_\theta(r) \end{cases} \quad (\text{I-47})$$

A partir de la troisième équation de (I-47), en exprimant la quantité de mouvement suivant z en fonction du facteur relativiste $\gamma(r)$ et de $\beta_z = v_z / c$, on forme :

$$m_0 c \frac{d}{dt} (\gamma(r) \beta_z(r)) = e B_\theta(r) \frac{dr}{dt} \quad (I-48)$$

D'après le théorème d'Ampère appliqué à la géométrie coaxiale, (I-48) devient :

$$m_0 c \cdot d(\gamma(r) \beta_z(r)) = e \frac{\mu_0 I}{2\pi r} dr \quad (I-49)$$

Les conditions aux limites imposent qu'à la cathode $r = r_c; \gamma(r_c) = 1 \Rightarrow \beta_z(r_c) \rightarrow 0$ et qu'à l'anode $r = r_a; \gamma(r_a) = \gamma_0 \Rightarrow v_r(r_a) = 0$, condition nécessaire à l'isolement magnétique critique de la ligne. Cela impose une condition supplémentaire sur le courant de cathode, telle que $I = I_{cr}$. L'intégration de (I-49) dans cette condition donne :

$$m_0 c \gamma_0 \beta_z = e \frac{\mu_0 I_{cr}}{2\pi} \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right) \quad (I-50)$$

Sachant que $\beta_z = \sqrt{(\gamma_0^2 - 1)} / \gamma_0$ et que $\epsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$, on peut former le courant critique d'isolement magnétique à partir de (I-50) et on a :

$$I_{cr} = \frac{2\pi \epsilon_0 m_0 c^3 \sqrt{(\gamma_0^2 - 1)}}{e \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} = \frac{I_0 \sqrt{(\gamma_0^2 - 1)}}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \quad (I-51)$$

où $I_0 = 4\pi \epsilon_0 m_0 c^3 / e \cong 17kA$. En exprimant la condition de Hull d'après la conservation de l'énergie telle que $\gamma_0 m_0 c^2 = m_0 c^2 + eV_H$, le champ magnétique critique devient :

$$B_C = \frac{\mu_0 I_{cr}}{2\pi r_c} = \frac{m_0 c}{e r_c \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \left[\frac{2eV_H}{m_0 c^2} + \left(\frac{eV_H}{m_0 c^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (I-52)$$

D'où l'expression analogue à (I-45) :

$$V_H = \frac{m_0 c^2}{e} \left[\left[1 + \left(\frac{e B_C D^*}{m_0 c} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right] \quad (I-53)$$

avec D^* le paramètre géométrique caractéristique de la ligne coaxiale, où $D^* = r_c \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)$. En

introduisant le courant de cathode I_c , on peut réécrire (I-53) comme suit :

$$V_H = \frac{m_0 c^2}{e} \left\{ \left[1 + \left(\frac{2I_c}{I_0} \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (\text{I-54})$$

D'après les développements effectués aux paragraphes II-II-1-1 et II-II-1-2, on en déduit la condition de Buneman – Hartree dans cette configuration, soit :

$$V_{BH} = B_{\max} D^* v_\phi - \frac{m_0 c^2}{e} \left[1 - \left(1 - \left(\frac{v_\phi}{c} \right)^2 \right)^{1/2} \right] \quad (\text{I-55})$$

Dans le cas classique où $v_\phi \ll c$, (I-55) est équivalent à $V_{BH} \approx B_{\max} r_c \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) v_\phi - \frac{m_0 c^2}{2e} \left(\frac{v_\phi}{c} \right)^2$ et on retrouve l'expression définissant le fonctionnement limite du Magnétron coaxial [BUNEMAN, 50] où B_{\max} représente le champ magnétique limite imposé par le courant circulant dans la cathode de rayon r_c pour permettre les conditions de synchronisme dans la ligne. Comme pour la relation (I-54), on introduit le courant de cathode I_c et (I-55) devient :

$$V_{BH} = \frac{m_0 c^2}{e} \left[\frac{2I_c}{I_0} \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) \beta_\phi - \left(1 - \left(1 - \beta_\phi^2 \right)^{1/2} \right) \right] \text{ avec } \beta_\phi = \frac{v_\phi}{c} \quad (\text{I-56})$$

Comme pour le paragraphe II-II-1-2, on peut relier la vitesse de phase à la géométrie du dispositif de la figure I-11. Les ondes électromagnétiques se propageant dans le milieu se réfléchissent sur les diaphragmes de la ligne périodique, espacés de L (figure I-11) et sont ainsi globalement ralenties à la vitesse $v_\phi < c$. A chaque réflexion, le champ électromagnétique est déphasé de π d'une cellule du guide à la suivante et on écrit :

$$\beta_\phi = \frac{\omega}{\pi c} L = \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{L}{\pi c} = \frac{2L}{\lambda} \quad (\text{I-57})$$

où λ est la longueur d'onde associée à la fréquence d'oscillation de la structure périodique dans le mode π . Or, chaque cellule élémentaire de profondeur h (figure I-11) constitue un résonateur quart d'onde, comme nous le démontrerons au chapitre III, soit $\lambda \sim 4h$ [SLATER, 50 ; KLEEN, 58 ; EASTWOOD, 98 ; BARKER, 01]. La relation (I-57) conduit donc à $\beta_\phi \approx L/2h$ et définit les conditions géométriques de synchronisme dans la ligne à retard.

Ainsi, nous venons de décrire les cas limites de fonctionnement d'un tube à champs croisés lorsqu'un faisceau annulaire est créé par la géométrie du dispositif. Tel que nous venons de le voir, le tube ne requiert pas de système externe générant le champ magnétique azimuthal. Celui-ci est créé par le courant circulant dans la cathode, constituée par le conducteur axial. Or, en condition d'isolement magnétique, le champ magnétique azimuthal du faisceau n'est plus

négligeable et il se superpose à celui créé par le passage du courant dans la cathode. Lorsque le champ magnétique total (ou le courant total de la ligne) dépasse le champ magnétique limite défini par la condition de Buneman – Hartree, le système devient sur-isolé et les conditions de synchronisme sont perdues. Le système coaxial devient dans ce cas une simple ligne de transmission à isolement magnétique appelée MITL (Magnetically Insulated Transmission Line) [MENDEL, 83 ; DI CAPUA, 83], aucune émission hyperfréquence n'est alors possible. Le courant d'anode se décompose à tout instant comme suit (figure I-11, [LEMKE, 97]) :

$$I_{\text{anode}} = I_{\text{cathode}} + I_{\text{faisceau}} \quad (\text{I-58})$$

Au contraire, lorsque la géométrie de la ligne assure le synchronisme entre la vitesse de dérive électronique et la vitesse de phase des ondes électromagnétiques, les échanges d'énergie ont lieu et l'émission hyperfréquence devient possible. Ainsi, une fraction du courant de faisceau en isolement magnétique migre vers l'anode sans passer par la charge (figure I-12) et caractérise un courant de fuite I_{fuite} , s'accompagnant d'une mise en paquet locale du faisceau d'électron, appelé « *spokes* » dans la littérature.

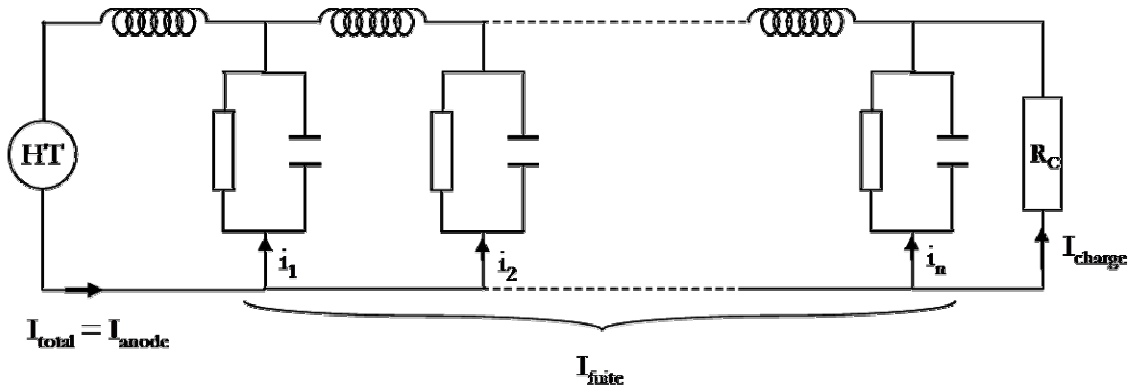


Figure I-12: Schéma équivalent du fonctionnement d'une ligne à isolement magnétique en condition d'interaction. Le courant d'anode I_{anode} est le courant maximum débité par le générateur dans l'impédance de la ligne. Le courant de fuite I_{fuite} est la somme des courants partiels i_1, \dots, i_n caractérisant le régime d'interaction du faisceau avec le champ électromagnétique. I_{charge} est le courant de charge fermant le circuit électrique.

Le schéma équivalent de la figure I-12 fournit la relation suivante pour le courant de fuite :

$$I_{\text{fuite}} = i_1 + i_2 + \dots + i_n = I_{\text{anode}} - I_{\text{charge}} \quad (\text{I-59})$$

Les paquets d'électrons peuvent se former dès que la condition d'isolement magnétique critique est atteinte, c'est-à-dire d'après (I-59), dès que $I_{\text{charge}} = I_{\text{cr}}$ (I-51). Ainsi, le courant de fuite responsable du régime d'interaction dans la ligne est directement lié au dimensionnement de la charge et au courant d'anode qu'il nous faut à présent évaluer et qui correspond au courant total supporté par la ligne de transmission. On se place en équilibre laminaire, de telle sorte que le flux d'électrons satisfasse la relation $\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}$, où \vec{E} est le champ électrique radial d'émission électronique, $\vec{v} = v_z(r)\vec{u}_z$ et \vec{B} le champ magnétique total, issu du courant de cathode et du

courant de faisceau. Les électrons ont un mouvement de dérive le long des surfaces équipotentielles. Pour cette raison, on appelle le courant total de la ligne le **courant de « parapotentiel »** [HUMPHRIES, 90]. Un tel courant peut s'établir lorsque les champs électriques statiques responsables de l'émission à la surface de la cathode créent des courants tels que le champ magnétique propre au faisceau tende à pincer le flux électronique [CREEDON, 75]. D'après les hypothèses de J. M. Creedon, (champs électriques et magnétiques croisés indépendants du temps, symétrie de révolution autour de l'axe (Oz), trajectoires électroniques rectilignes le long de la surface cathodique, absence de collision entre les électrons du faisceau et vitesses thermiques négligeables), le calcul analytique du courant d'anode, dit de parapotentiel, développé en annexe de cette thèse (Annexe A), conduit au résultat suivant dans la géométrie coaxiale de la figure I-11 :

$$I_P = \frac{I_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \gamma_0 \ln\left[\gamma_0 + (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}\right] \quad (\text{I-60})$$

La relation (I-60) montre l'extension des surfaces équipotentielles jusqu'à la surface d'anode et traduit le courant maximal de la diode. Cette expression intervient dès lors que la condition d'isolement magnétique critique est atteinte dans l'espace anode – cathode et contribue à la formation des paquets localisés d'après (I-58). Elle est fonction de la géométrie de la ligne et de la tension appliquée. D'après la conservation de l'énergie, la tension dans l'espace anode – cathode s'exprime dans ce cas en fonction du facteur relativiste de la couche limite du faisceau en isolement magnétique à proximité de l'anode :

$$eV_0 = \gamma_0 m_0 c^2 - m_0 c^2 \Rightarrow \gamma_0 = 1 + \frac{eV_0}{m_0 c^2} = 1 + \frac{eV_H}{m_0 c^2} \quad (\text{I-61})$$

En remplaçant γ_0 dans (I-60), I_P devient :

$$I_P = \frac{I_0}{2 \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \left(1 + \frac{eV_0}{m_0 c^2}\right) \ln\left[\left(1 + \frac{eV_0}{m_0 c^2}\right) + \left[\left(\frac{eV_0}{m_0 c^2}\right)^2 + \frac{2eV_0}{m_0 c^2}\right]^{1/2}\right] \quad (\text{I-62})$$

Portons les relations (I-54), (I-56) et (I-62) dans un diagramme $V = f(I)$ (figure I-13) et comparons les conditions de fonctionnement apportées par le champ auto – cohérent de la ligne coaxiale des tubes à émission distribuée par rapport aux tubes dont le champ magnétique statique est appliqué de l'extérieur.

La première remarque qui s'impose figure I-13 est que la géométrie de la ligne, la tension appliquée et le champ magnétique externe ou auto – généré permettent de fixer les conditions de fonctionnement du tube à champs croisés. Une restriction supplémentaire, pour les tubes

abordés dans ce paragraphe, est la présence du champ magnétique auto – cohérent de la ligne qui fixe l'intensité du faisceau d'électrons constituant la source d'énergie responsable du rayonnement hyperfréquence du dispositif. Par conséquent, la condition de Buneman – Hartree n'a pas une grande importance dès lors que la pente de la droite est inférieure à la courbe caractérisant I_p . Cela signifie entre autres que la structure à ondes lentes (ligne à retard) doit être dimensionnée pour abaisser suffisamment la droite de Hartree tout en permettant un faisceau d'électron en isolement magnétique à proximité de la structure d'anode. Le système fonctionne donc non loin du régime critique. De plus, l'effet d'un champ magnétique appliqué par l'extérieur, superposé au champ auto – cohérent de la ligne, réduirait les chances de fonctionnement de ces tubes car il augmenterait la pente de la droite de Hartree. Dans le cas où celle-ci passe au dessus de la courbe définissant I_p , le système ne fonctionne plus en hyperfréquence et se comporte alors comme une ligne de transmission à isolement magnétique (MITL). Cependant si la source d'énergie n'est pas suffisante pour atteindre le régime d'isolement magnétique critique, un champ magnétique externe peut dans ce cas être appliqué pour forcer l'interaction, à condition d'avoir encore les conditions de synchronisme. En effet, une modification du champ magnétique statique change les vitesses électroniques de dérive et par là même les conditions de synchronisme avec la ligne à retard.

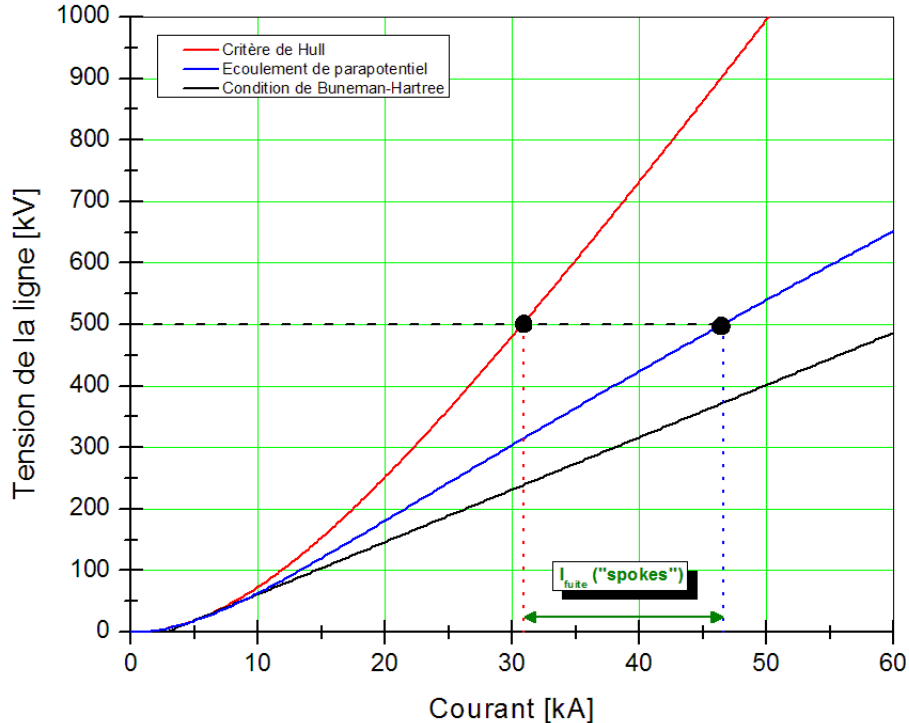


Figure I-13: Principe de fonctionnement d'un tube à champs croisés, à émission distribuée, dans la géométrie coaxiale. Les paramètres géométriques sont : $r_a = 4$ cm, $r_c = 2,5$ cm, $L = 1,7$ cm, $2h = 5,6$ cm. L'étude est faite pour une tension dans la ligne $V_0 = 500$ kV. Les pastilles noires désignent les points de fonctionnement liés à la géométrie pour une tension fixée. Le courant de fuite I_{fuite} est relié aux conditions de fonctionnement par la conservation du courant dans la ligne telle que $I_{anode} = I_{fuite} + I_{cr}$.

II-2-3 Le MILO

Le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator) est un tube à champs croisés qui fonctionne sur le principe énoncé au paragraphe précédent. C'est un oscillateur linéaire à géométrie coaxiale dans lequel les électrons émis à partir d'une cathode cylindrique formant l'armature centrale interagissent dans une anode structurée constituée par une succession de disques empilés comme indiqué sur la figure I-11. Le principe de fonctionnement repose sur la géométrie du tube et le dimensionnement de l'espace anode – cathode comme indiqué par la condition de Hull et le courant de parapotential. Le système fonctionne en régime pulsé et le faisceau d'électrons est créé à partir d'une cathode à émission de champ, ce qui impose des tensions de fonctionnement supérieures à la centaine de kilovolts [GOLD, 97]. Dans le paragraphe précédent, nous avons choisi de décrire le principe de fonctionnement d'un tel tube dans la géométrie coaxiale. Cependant, d'autres dispositifs ont été étudiés et brevetés [BACON, USP, 88]. Préalablement, B. M. Marder [MARDER, 89] a le premier simulé le fonctionnement d'un tube à isolement magnétique et envisagé plusieurs géométries possibles (figure I-14) afin de mettre en évidence les paramètres physiques et la meilleure configuration qui soit pour un développement expérimental aux Sandia National Laboratories. Les premières expériences ont été effectuées sur un dispositif plan [CLARK, 88] et ont permis de retrouver les résultats prédits par les calculs analytiques et numériques. En particulier que **la fréquence d'oscillation du dispositif ne dépend pas de la tension appliquée mais essentiellement de la géométrie du dispositif**. Ainsi, une géométrie coaxiale a été testée par B. M. Marder [MARDER, 89] avec un rayon de cathode de 7,62 cm (3"), un rayon d'anode de 10,16 cm (4"), la période L de la structure à ondes lentes 3,175 cm (1" ¼) et la profondeur h des cavités 7,62 cm (3"). Le nombre de cavités constituant la ligne à retard est de 10. Le générateur utilisé pour piloter le dispositif est un générateur de Marx de 200 kJ d'énergie délivrant une impulsion longue d'environ 1 μ s. Aucun circuit préalable de formation de l'impulsion n'a été utilisé et le système a été testé à plusieurs tensions de fonctionnement sur une plage entre 250 kV et 400 kV. Bien que ces tests soient restés confidentiels, leurs simulations montrent qu'une fréquence d'oscillation à 1 GHz a été obtenue. Il ressort de cette étude la faisabilité et la réalisation plutôt simple d'un prototype MILO en ajustant les paramètres géométriques dans une configuration donnée (figure I-13). Le système étudié à la Sandia est le tube le plus simple et le plus robuste de ce type jamais réalisé. Il a le mérite d'être pédagogique et de confirmer le principe de fonctionnement analytique énoncé au paragraphe I-II-2-2. Puisque les paramètres géométriques constituent l'essentiel du dimensionnement de ces tubes, nous allons analyser les paramètres qu'il faut optimiser pour garantir le fonctionnement du MILO.

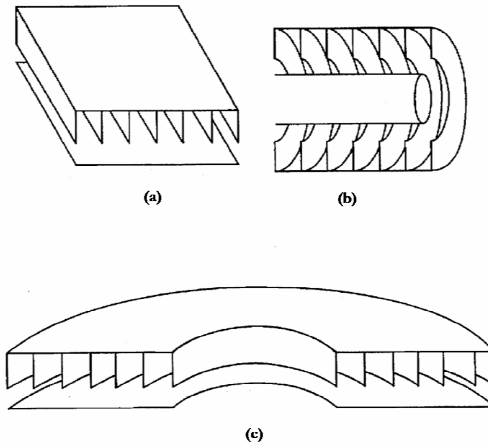
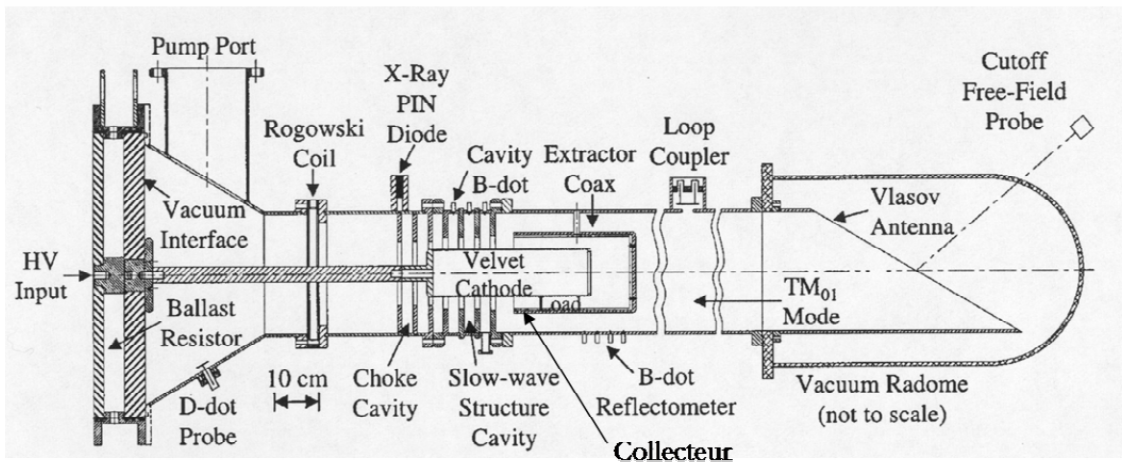


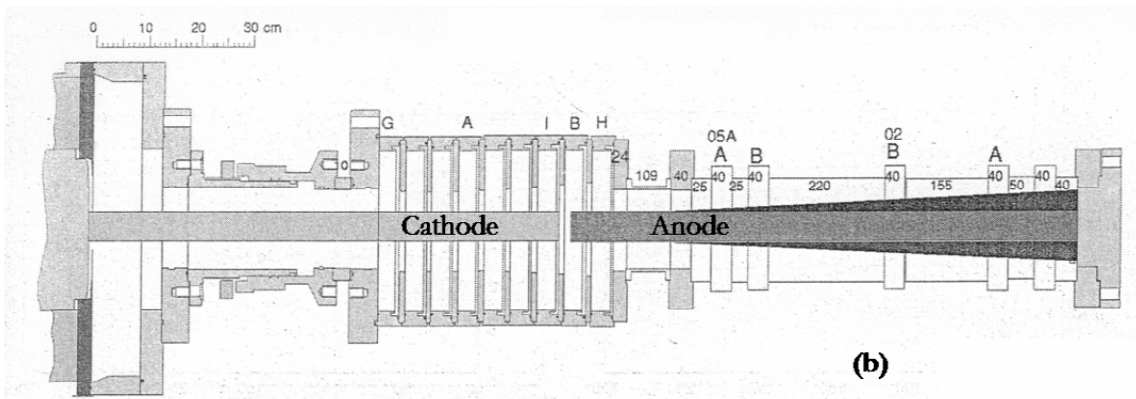
Figure I-14: Différentes géométries de MILO possibles étudiées par B. M. Marder : (a) dans la géométrie plane, (b) dans la géométrie coaxiale, (c) dans la géométrie dite concentrique [MARDER, 89].

Fort de ses résultats théoriques confirmés par l'expérimentation, l'US – Air Force a développé et breveté un système plus complexe dans une géométrie coaxiale optimisée [LEMKE, USP, 98]. Dans ce dispositif, le faisceau d'électrons se termine dans un collecteur de charge comme la plupart des systèmes linéaires à faisceau non réentrant (figure I-7). C'est une différence importante avec le système de B. M. Marder où le tube est ouvert géométriquement en bout de ligne et fermé par le faisceau lui-même, après application de la haute tension. Les conditions d'isolement magnétique et d'interaction dans la configuration du dispositif de l'US Air – Force sont contrôlées par ce collecteur en bout de ligne, qui fixe le courant de charge nécessaire au fonctionnement du tube. La figure I-15a montre le dispositif américain tel qu'il a été étudié [HAWORTH, 00]. L'espace entre le collecteur et la cathode est dimensionné de façon à permettre un courant de fuite maximum en amont, dans la structure à ondes lentes, afin de permettre des conditions optimales d'interaction dans la ligne, comme expliqué sur le schéma de la figure I-16. Le fonctionnement du tube en hyperfréquence est contrôlé par la relation (I-59). Pour une géométrie définie et une tension appliquée fixée, le courant de la diode est constant et déterminé par le courant de parapotential (I-60). Ainsi, lorsque le courant de charge sous le collecteur est supérieur au courant critique, le courant de fuite diminue au profit du courant d'isolement magnétique I_{IM} (figure I-16) et le système tend vers le fonctionnement d'une ligne de transmission à isolement magnétique (MITL). Au contraire, lorsque le courant de charge est inférieur au courant critique, le courant de fuite augmente et I_{IM} diminue. Le courant électronique est radial et suit le processus d'émission de la cathode. Le régime d'isolement magnétique n'est jamais atteint. Il n'y a donc pas de composante longitudinale du faisceau qui puisse interagir avec la ligne à retard. Dans tous les cas de figures le courant débité par la cathode I_c diminue suivant

l'axe (Oz) au profit de l'émission électronique et de la création du faisceau dans l'espace inter – électrodes (figure I-16). **Le système fonctionne de façon optimale lorsque l'espace collecteur – cathode est tel que le courant s'établissant dans celui-ci est égal au courant critique nécessaire à l'isolement magnétique en amont de la ligne MILO (figure I-16).** Ainsi, un tel dispositif ne permet pas de faire varier considérablement l'espace collecteur – cathode pour augmenter le courant de fuite afin d'augmenter la conversion énergétique en énergie hyperfréquence. Il en résulte que le MILO **fonctionne pour une géométrie donnée et délivre des puissances imposées entre 1 et 2 GW suivant l'optimisation des paramètres géométriques.** D'autres configurations ont été envisagées telle que le dispositif anglais de Culham, breveté par J. W. Eastwood [EASTWO., USP, 00] (figure I-15b). Dans ce système la cathode et l'anode sont sur le même axe de révolution qui est aussi l'axe du MILO. L'écart entre les deux électrodes est calculé de manière à fermer le circuit par un courant de charge s'établissant entre la cathode et l'anode égal au courant critique. Là encore, la géométrie est fixe et les puissances de sortie limitées à 2 GW au maximum. Le dessin de chacun de ces deux prototypes étant figé, l'oscillation des tubes MILO est en principe mono – fréquentielle. Des études ont été menées pour changer les fréquences de fonctionnement de tels dispositifs hyperfréquences. Le brevet de J. Vanpoperinghe et J. P. Prulhière propose notamment un réglage mécanique du tube afin de choisir la fréquence d'oscillation du MILO [VPP, BI, 03]. L'invention ne repose pas sur le dimensionnement de la charge mais sur les conditions de synchronisme au sein de la ligne. Auparavant, la modification de la fréquence d'oscillation par modification des paramètres géométriques liés au collecteur et à la cathode a été analysée par [YANG, 01]. L'idée est d'émettre des électrons en bout de cathode dans la géométrie de l'US Air – Force. Le courant de charge est dans ce cas modifié et les conditions d'isolement magnétique également. Le champ magnétique propre de la ligne est augmenté de 50% [YANG, 01]. Sans modification du rapport des rayons d'anode et de cathode le dispositif ne fonctionnerait pas car la ligne serait sur – isolée. Ainsi, en ajustant la géométrie au fonctionnement dans ces conditions, on peut changer la fréquence d'oscillation qui se trouve décalée vers les hautes fréquences, entre 2 et 9 GHz. L'inconvénient est, d'une part, des puissances de sortie faibles et limitées voire inférieures au gigawatt et, d'autre part, des rendements inférieurs à 5% alors que les dispositifs brevetés sans courant d'émission en bout de cathode atteignent des rendements de 10%, ce qui constitue un maximum pour cette catégorie de tubes [BARKER, 01].



(a)



(b)

Figure I-15: Géométries de MILO brevetées : (a) le système développé par R. W. Lemke à l'US Air – Force [LEMKE, USP, 98 ; HAWORTH, 00], (b) le dispositif de J. W. Eastwood à Culham [EASTWOOD, 98 ; EASTWO., USP, 00].

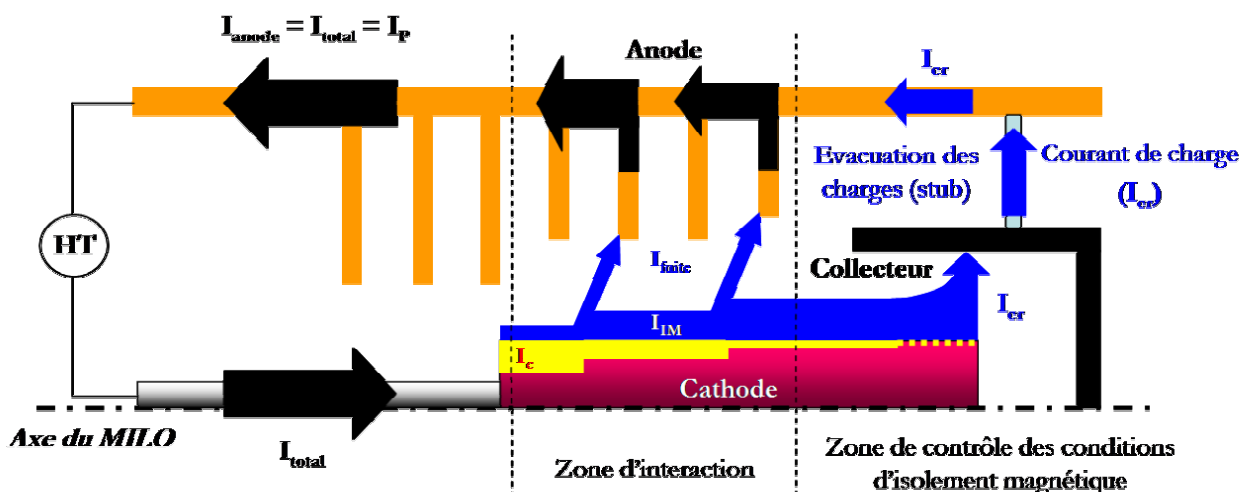


Figure I-16: Schéma de principe du MILO selon le dispositif développé à l'US Air-Force. Pour fonctionner en hyperfréquence l'espace entre le collecteur et la cathode doit avoir des dimensions telles que le courant de charge soit égal au courant critique I_{cr} . A tout instant la géométrie satisfait à une relation analogue à (I-58) où le courant de faisceau résulte d'un courant d'isolement magnétique (I_{IM}) et d'un courant de fuite (I_{fuite}). La conservation du courant total impose que les électrons émis pour créer le faisceau dans l'espace inter – électrodes contribuent à diminuer le courant dans la cathode I_c suivant (Oz). Là encore ce sont les écoulements électroniques qui sont mis en évidence et non les courants algébriques, s'écoulant par convention en sens inverse.

II-2-4 Conclusion

Il ressort de ce qui précède que la fréquence d'oscillation du MILO est fixée par la géométrie du dispositif. Modifier le courant de charge ne permet pas d'atteindre une agilité en fréquence. En effet, les vitesses de dérive électroniques sont certes changées mais les conditions de synchronisme, en particulier la vitesse de phase des ondes électromagnétiques, sont données par la géométrie du résonateur périodique, calculées à partir de la période L de la structure à ondes lentes et de la profondeur h des cellules la constituant. Le choix de la fréquence de fonctionnement des oscillateurs à champs croisés **dépend donc exclusivement de la géométrie du dispositif à ondes lentes**. Pour le MILO notamment, l'espace cathode – collecteur n'est présent que pour garantir les conditions d'isolement magnétique et ajuster les conditions de synchronisme en imposant un courant de faisceau capable d'interagir avec un mode de la structure périodique à ondes lentes. Les systèmes fonctionnant en oscillateur démarrent sur un régime transitoire où l'évolution temporelle du faisceau permet à la cavité d'osciller dans son mode le plus stable fixé par sa géométrie. **La fréquence d'oscillation ne dépend pas de la tension appliquée dans l'espace inter électrodes**. Dans les amplificateurs à champs croisés, on injecte l'un des modes de la structure à ondes lentes afin de forcer l'interaction dans la ligne grâce à de nouvelles conditions de synchronisme imposées par un contrôle de la vitesse du faisceau. **La fréquence à amplifier dépend dans ce cas de la tension appliquée dans la ligne fixant les vitesses électroniques**.

Ainsi, pour les oscillateurs, le moindre changement d'un paramètre physique du tube s'accompagne d'un ajustement précis des paramètres géométriques qui permet de fixer tout d'abord les conditions de fonctionnement de la diode (entre la coupure de Hull et la droite de Hartree) et ensuite les conditions de synchronisme par le dimensionnement de la structure à ondes lentes. Bien que la fréquence soit fixe, on peut optimiser une configuration de tube pour extraire le maximum de puissance hyperfréquence. Pour le MILO, par exemple, en gardant le rapport des rayons d'anode et de cathode constant, on peut envisager un dispositif compact dont les ordres de grandeurs liés aux courants et à la puissance de sortie sont identiques aux systèmes brevetés, puisque les relations (I-51) et (I-60) restent inchangées pour la même tension de fonctionnement. Nous verrons dans le chapitre II la faisabilité d'un tel système qui souligne en particulier des difficultés technologiques liées à une certaine « miniaturisation » du dispositif.

CHAPITRE II
Dimensionnement d'un MILO compact :
Caractérisation du faisceau d'électrons

Dans le chapitre précédent, on a décrit les principaux tubes à champs croisés en soulignant l'importance de la géométrie dans le processus de fonctionnement. Nous verrons dans cette section les contraintes physiques imposées par une réduction des dimensions du tube. Le dispositif étudié dans cette thèse est le MILO : ligne coaxiale à isolement magnétique dans laquelle les électrons, émis sous vide à partir d'une cathode froide, interagissent dans une anode structurée constituant une ligne à retard. Dans notre système compact, on garde le rapport des rayons de cathode et d'anode inchangé, c'est-à-dire une impédance de ligne identique à celle des systèmes brevetés. Les courants dans la diode ainsi que les puissances hyperfréquences de sortie seront du même ordre de grandeur que ceux annoncés dans la littérature pour les mêmes tensions de fonctionnement. La structure électromagnétique étant plus petite, les durées d'impulsions délivrées par le générateur haute tension pourront être plus courtes, à condition que les temps de montée soient suffisamment rapides pour atteindre plus tôt la condition d'isolement magnétique critique nécessaire pour amorcer l'oscillation du dispositif. On voit qu'il est donc nécessaire de définir précisément les différentes étapes de fonctionnement du tube et la durée nécessaire pour les atteindre afin de caractériser les paramètres physiques du générateur pouvant piloter une telle ligne. La première partie de ce chapitre sera consacrée à une description analytique et qualitative du tube MILO permettant un pré – dimensionnement de la diode. Puis, une approche numérique par code PIC – Electromagnétique sera développée dans une deuxième partie afin de caractériser en détails le faisceau d'électrons dans la géométrie MILO. Pour valider les résultats de simulation obtenus, une comparaison avec les modèles analytiques sera systématiquement effectuée. On s'attachera également à comparer le dispositif compact ainsi dimensionné aux dispositifs existants en soulignant les points délicats qui serviront au développement d'un prototype expérimental (Chapitre V).

I- Les différentes étapes de fonctionnement du MILO

I-1 L'émission électronique

I-1-1 La surface cathodique

Les revêtements cathodiques des dispositifs hyperfréquences pulsés, pilotés par des générateurs haute tension sont principalement des fibres constituées de brins multifilamentaires [LITZ, 94]. Les surfaces de velours ainsi obtenues peuvent être composées de fibres diélectriques polymères ou bien de conducteurs très fins comme de la fibre de carbone [KRASIK, 01]. Les surfaces métalliques planes ne sont pas adaptées pour ce genre d'expérience. En effet, sous haute tension, les défauts de surface saillants se comportent comme des sources d'émission localisée pouvant amorcer des arcs électriques. Il est cependant possible d'usiner la surface métallique pour

former un réseau de pointes spécialement dimensionnées et forcer une émission électronique distribuée. Bien que certains tubes hyperfréquences utilisent ce genre de cathodes [GARVEN, 97], les densités électroniques du faisceau sont néanmoins limitées et insuffisantes pour générer les intensités nécessaires au fonctionnement des tubes micro-ondes de forte puissance.

Le principal avantage des cathodes velours est la multitude de brins multifilamentaires constituant autant de micros – pointes susceptibles d'émettre des électrons par émission de champ et de générer des densités électroniques de faisceau maximales, voisines de quelques kA/cm^2 . De plus, la structure même des fibres constituant la surface de ces cathodes est une répartition homogène et isotrope des brins multifilamentaires réduisant la formation de pied d'arcs électriques (figure II-1).

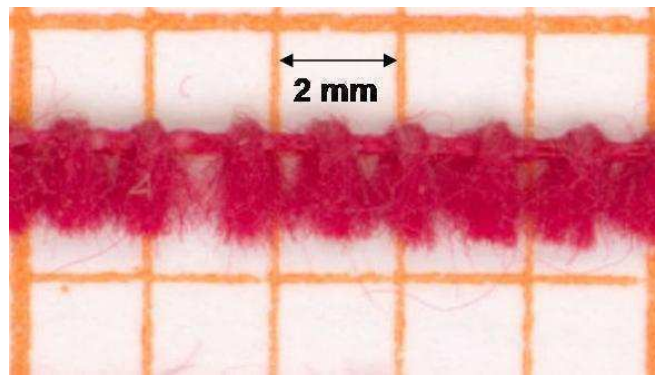


Figure II-1: Fibre de velours diélectrique constituée de plusieurs paquets de brins multifilamentaires. Chaque paquet est régulièrement espacé garantissant une répartition homogène sur la surface cathodique. Les brins diélectriques polymères font environ $20 \mu\text{m}$ de diamètre contre $7 \mu\text{m}$ de diamètre pour les fibres de carbone.

Les cathodes à brins multifilamentaires sont d'un moindre coût et possèdent des durées de vie beaucoup plus grandes que les cathodes à surface métallique qui subissent une érosion beaucoup plus importante et plus rapide à chaque tir. Le bombardement électronique dû à l'émission secondaire dans les tubes à champs croisés permet de libérer une plus grande quantité d'électrons, de renforcer ainsi les densités électroniques sans altérer la surface cathodique ; ceci est dû en partie au renforcement local du champ électrique à la surface des brins par effet de pointe. Bien que les surfaces métalliques soient mieux adaptées pour la tenue sous vide, les cathodes velours permettent de maintenir un bon vide entre 10^{-6} et 10^{-4} torr suivant les types de revêtements utilisés et l'importance de la surface considérée [UMSTATTD, 01]. Lorsque la haute tension est appliquée, il y a cependant plus de matière dégagée dans l'espace inter – électrodes, provoquant des remontées de pression pouvant devenir nuisibles pendant le processus de fonctionnement du tube. Elles peuvent s'avérer néfastes dans le cas d'un fonctionnement répétitif du dispositif. Le

type de revêtement à utiliser est fonction de la durée d'impulsion du générateur haute tension. Le comportement des cathodes velours reste adapté à des systèmes pulsés dont les durées d'impulsion sont typiquement inférieures à la microseconde. Les seuils d'émission électronique, entre 10 et 30 kV/cm pour ce type de cathode, sont relativement bas comparés à ceux des surfaces métalliques, permettant ainsi d'atteindre plus rapidement le régime de fonctionnement des tubes et de garantir une longueur d'impulsion micro-onde plus grande sur la durée d'impulsion totale délivrée par le générateur haute tension. Les différentes propriétés mises en évidence dans ce paragraphe sont consignées dans le tableau II-1, comparées pour plusieurs revêtements utilisés et différents types d'émission électronique.

I-1-2 L'émission de champ

Les cathodes froides soumises à un champ électrique intense satisfont aux lois sur l'émission de champ. La barrière de potentiel qui empêche l'extraction des électrons est modifiée de sorte que les électrons quittent le matériau par effet tunnel (figure II-2). Les électrons d'un métal ou d'un composé diélectrique remplissent les couches électroniques successives jusqu'au niveau de Fermi. Lorsque ces électrons acquièrent une énergie suffisante, supérieure à leur énergie potentielle d'extraction, soit par élévation de température soit par application d'un champ électrique intense, ils sont arrachés et émis dans le vide puis accélérés par la différence de potentiel entre la cathode et l'anode.

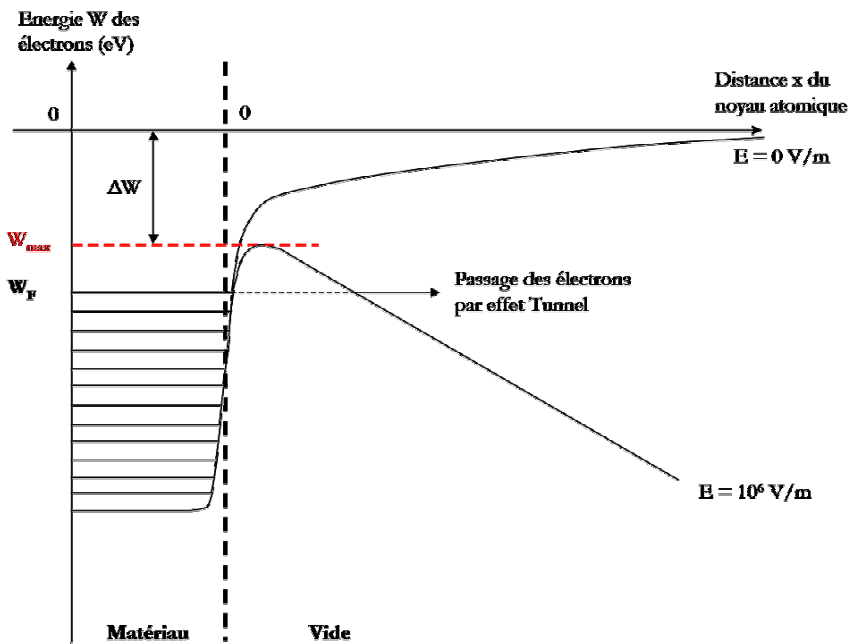


Figure II-2: Energie potentielle des électrons de la bande de conduction d'un métal ou d'un matériau diélectrique soumis à un champ électrique intense. Les électrons du niveau de Fermi traversent la barrière de potentiel par effet tunnel (température nulle). Dès lors que la température n'est pas nulle, la distribution en énergie des électrons du matériau est modifiée, les électrons sont émis dans le vide par thermo – émission de champ.

Sous l'action du champ électrique E , l'énergie maximum W_{\max} des électrons est abaissée de la quantité :

$$\Delta W = \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0}} E = 3,79 \cdot 10^{-5} \sqrt{E} \quad (\text{en eV avec } E \text{ en V/m}) \quad (\text{II-1})$$

La largeur de la fonction décrivant la variation d'énergie des électrons proches du niveau de Fermi en fonction du champ électrique appliqué à la surface du matériau est réduite de façon à permettre la traversée de la barrière de potentiel par effet tunnel avec un coefficient de transmission D , dépendant de l'énergie telle que :

$$D(W) = \exp \left[- \frac{4\sqrt{2m_0}|W|^3}{3\hbar eE} f_1(x) \right] \quad (\text{II-2})$$

où m_0 et e représentent respectivement la masse et la charge de l'électron, \hbar est la constante de Planck réduite et f_1 une fonction tabulée dépendant de $x = \Delta W / |W|$ [GOOD, 56 ; ARIANER, 99]. Si l'on considère que seuls les électrons de la bande de conduction proches du niveau de Fermi peuvent quitter le matériau, on peut approximer l'expression (II-2) et calculer la densité d'émission électronique froide, dite de Fowler-Nordheim [MILLER, 82] :

$$J_{FN} = \frac{e^3 E^2}{8\pi\hbar W_F f_2^2(x_F)} \exp \left[- \frac{4\sqrt{2m_0}|W_F|^{3/2}}{3\hbar eE} f_1(x_F) \right] \quad (\text{II-3})$$

où les indices se réfèrent au niveau de Fermi. La nouvelle fonction f_2 introduite dépend de f_1 et est tabulée dans [GOOD, 56] pour $x_F = \Delta W / W_F$. En unités pratiques, pour des champs électriques appliqués inférieurs à 10^8 V/m, une approximation de (II-3) conduit à :

$$\boxed{J_{FN} [A.cm^{-2}] \approx 1,5 \cdot 10^{-10} \frac{E^2 [V.m^{-1}]}{W_F [eV]} \exp \left[- 6,83 \cdot 10^9 \frac{W_F^{3/2}}{E} f_1(x_F) \right]} \quad (\text{II-4})$$

Le cas traité ici est celui proche du niveau de Fermi, c'est-à-dire pour des températures proches du zéro absolu. Dans la réalité, une élévation de température, comme la température ambiante par exemple modifie la distribution des électrons à proximité du niveau du Fermi. Une nouvelle composante d'émission liée à la température intervient dans l'expression précédente (II-4) modifiant le processus d'émission dite froide que l'on appelle la « thermo - émission de champ » [ARIANER, 99 ; DYKE, 56].

Revenons au cas des cathodes froides du type velours. La multitude des brins introduit des milliers de pointes renforçant localement le champ électrique à la surface du matériau. Ainsi dans l'expression (II-4), il faut tenir compte d'un facteur de renforcement du champ β , dépendant des fibres du revêtement. Le champ électrique à la surface cathodique n'est plus E mais βE .

- Pour les cathodes velours, $\beta_{velours} = 1/\Lambda$ où Λ est la densité de mise en paquet des brins à la surface du revêtement.
- Pour les cathodes à fibres plus localisées, comme le velours de carbone par exemple,

$$\beta_{fibre} = \frac{2l}{D} \text{ où } l \text{ est la longueur de la fibre et } D \text{ son diamètre.}$$

Il ressort de l'analyse précédente que le facteur de renforcement du champ électrique à la surface de ce type de cathode est optimal pour des **surfaces velours pas trop denses** et des **brins pas trop courts** [KNOWLES, 01]. Ainsi les cathodes utilisées pour le dispositif MILO de l'US – Air Force, à partir des années 2000, sont constituées de velours de carbone dont les brins sont montés sur une couche d'époxy conductrice (figure II-3). A 500 kV, les densités de courant obtenues au point de lancement des électrons sont supérieures à 300 A/cm² [HAWORTH, 01 ; HAWORTH, 02]. Dans le cas d'une cathode cylindrique dont le rayon est divisé par deux comparé au système développé par l'US Air – Force, le courant total débité dans la ligne étant identique à la même tension de fonctionnement (500 kV), les densités de courant au point de lancement pourraient être multipliées par 2, c'est-à-dire supérieures à 600 A/cm², ce qui suppose de mieux centrer la cathode par rapport à la structure d'anode afin d'éviter, d'une part la formation de points chauds et, d'autre part d'atteindre les limites accessibles avec ce genre de revêtement (tableau II-1).



Figure II-3a: Cathode cylindrique en velours de carbone utilisée pour le MILO de l'US Air – Force (longueur 50 cm ; rayon ~ 5 cm) [KNOWLES, 01].



Figure II-3b: Velours de carbone du MILO US Air – Force : 1,5 mm d'épaisseur avec une densité de mise en paquet des brins de 0,4%. On distingue les fibres de carbone, montées sur une couche d'époxy et posées sur la surface en aluminium de la cathode [KNOWLES, 01].

Des études menées par D. Shiffler [SHIFFLER, 02] montrent cependant que l'époxy est volatil et s'évapore assez facilement pendant le processus de fonctionnement des dispositifs hyperfréquences, bien que la matière évacuée dégaze très peu. Lorsque les fibres de carbone sont montées sur un substrat de carbone, il n'y a plus de matière éjectée et le vide du tube n'est pas perturbé. Les performances de ce type de cathode sont encore accrues lorsque la surface cathodique est recouverte d'une couche de CsI (Iodure de Césium) [GARATE, 95] qui permet d'éviter des variations d'impédance trop importantes de la ligne aux longueurs d'impulsion plus grandes, source de claquages néfastes au fonctionnement du tube [SHIFFLER, 02]. Le revêtement en CsI permet d'obtenir des seuils de champ électrique pour l'émission électronique plus faibles, de l'ordre de 200 V/cm dans le cas d'un test sur cathode plane à 500 kV [SHIFFLER, 02], contre 10-20 kV/cm en moyenne pour les revêtement en fibre de carbone sans CsI ou encore les surfaces velours à fibres polymères. Le seuil de champ électrique à la surface étant plus faible, la durée de vie des cathodes avec revêtement de CsI est plus grande, jusqu'à 10^6 tirs environ (tableau II-1). Les expériences menées montrent également que la surface cathodique dégaze moins et que la présence du CsI réduit la formation des points chauds et garantit ainsi une émission électronique plus uniforme.

En résumé, les cathodes velours sont particulièrement bien adaptées pour la production de courants intenses dans les tubes hyperfréquences comme le MILO notamment (tableau II-1). Il s'avère que les fibres de carbone montées sous un revêtement de CsI permettent d'optimiser le processus d'émission électronique sans détérioration de la surface cathodique aux champs trop élevés, évitant ainsi une dégradation du vide par éjection de matière ou dégazage trop important. L'émission plus homogène réduit les variations de vitesse d'expansion du plasma dans l'espace inter – électrode et permet un fonctionnement du tube stable aux impulsions plus longues. Pour le MILO notamment l'utilisation de tels revêtements conjugués à une optimisation de la géométrie cylindrique aux extrémités de la cathode a permis à l'US Air – Force de doubler la durée d'impulsion micro-onde, de 200 ns à 400 ns [HAWORTH, 01 ; HAWORTH, 02].

I-1-3 Les mécanismes de création du faisceau radial

R. B. Miller a proposé un modèle théorique du processus d'émission explosive pour les cathodes à fibres diélectriques [MILLER, 98]. Lorsque la haute tension est appliquée aux bornes de la ligne coaxiale, les brins de la surface velours s'embrasent. En effet, lorsque le seuil de champ électrique d'émission électronique est atteint (typiquement entre 20 et 30 kV/cm), des claquages de surfaces ont lieu et libèrent de la matière.

	Type d'émission électronique	Seuils d'émission électronique (Temp./champ électrique)	Densités de courant maximum (kA/cm ²)	Compatibilité au vide (torr)	Vitesse d'expansion du plasma (cm/ μ s)	Type/Quantité de matière éjectée	Limites sur la durée d'impulsion Taux de répétition	Durée de vie
Cathodes imprégnées	Thermo ionique	T ~ 1000°C	0,1	10 ⁻⁵	-	Evaporation de Ba	Pas de limitation	1000h à 10 A/cm ² dans un bon vide
Surfaces métalliques avec pointes usinées	Emission de champ	> 100 kV/cm	~1	10 ⁻⁶ -10 ⁻⁴	-	-	Pas de limitation	Limitée par l'érosion (~1000h)
Velours (fibres diélectriques polymères)	Emission explosive	20-30 kV/cm [MILLER, 82]	> 1	10 ⁻⁶ -10 ⁻⁴	2-3	10 ¹⁵ molécules/cm ²	Dépend de l'expansion du gaz en fonction de la vitesse de pompage	10 ⁵ tirs décoloration par UV
Velours de fibres de carbone	Emission explosive	5-20 kV/cm [SHEFFLER, 02]	qqes kA/cm ²	10 ⁻⁶ -10 ⁻⁵	~ 1	Dépend du substrat (époxy, Al)	Fonction de la vitesse d'expansion du plasma	~5000-10000 tirs
CsI sur fibres de carbone	Emission explosive	< 3 kV/cm [MUNSTADT, 01]	qqes kA/cm ²	< 10 ⁻⁶ -10 ⁻⁴	~ 0,5	Très peu	Fonction de la vitesse d'expansion du plasma	~ 10 ⁶ tirs [SHEFFLER, 02]

Tableau II-1: Comparaisons qualitatives et quantitatives de quelques types de cathodes utilisés dans les dispositifs hyperfréquences.

Le « flambage » des brins génère une colonne froide, de plasma dense et de gaz neutre (figure II-4a). C'est à partir du gaz ionisé et du plasma de surface qu'a lieu l'émission électronique. Les électrons sont émis hors du plasma et accélérés par la différence de potentiel dans la ligne, suivant le processus d'émission radiale du type Child – Langmuir classique (Annexe B). Lorsque la tension délivrée par le générateur s'établit progressivement dans la ligne, le courant limite de charge d'espace créé dans l'espace inter – électrode augmente (figure II-4b). **Il est fonction de la géométrie de la diode et varie comme $V^{3/2}$** . D'après les paramètres de la figure I-11, un tel courant s'exprime classiquement dans la géométrie coaxiale comme suit [LANGMUIR, 23] :

$$I_{CL} = \mu V_0^{3/2} \quad (\text{II-5})$$

où μ est appelé la pervéance de diode, dépendant uniquement des paramètres géométriques tel que [LANGMUIR, 23 ; PARKER, 74] :

$$\mu = 14,66 \cdot 10^{-6} \frac{L_{SE}}{r_a \xi^2} \quad (\text{II-6})$$

$$\xi = x - 0,4x^2 + 0,09167x^3 - 0,01424x^4 + \dots \text{ avec } x = \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right)$$

avec L_{SE} , la longueur totale de la surface d'émission et r_c , r_a , les rayons usuels de cathode et d'anode, définis d'après la figure I-11. Il est important de noter que la pervéance est conservée dans une homothétie du dispositif hyperfréquence de telle sorte que le courant limite de charge d'espace donné par la loi de Child – Langmuir est identique pour les deux systèmes MILO de l'US Air – Force et du prototype réduit de moitié.

Le courant de la ligne augmentant, la colonne de gaz ionisé à la surface de la cathode chauffe par effet Joule (figure II-4c). L'élévation de température qui en résulte s'accompagne d'une expansion de celui-ci dans l'espace inter – électrode à la vitesse thermique $v_T = (2k_B T / m)^{1/2}$, avec m la masse de gaz en expansion (figure II-4d). Cette masse a été estimée par [MILLER, 98] pour un paquet de brins selon la figure II-1 ; elle est d'environ $4 \cdot 10^{-13}$ kg et correspond à une quantité de matière dégagée de l'ordre de 10^{15} molécules/cm² sur l'ensemble de la surface émissive, soit une durée de vie approximative pour ce genre de revêtement en velours de 10^5 tirs (tableau II-1). L'expansion du plasma réduit l'espace inter – électrode et modifie la pervéance de la diode (figure II-4e). En effet, le rayon cathodique r_c est remplacée par un rayon de cathode effectif r_c^* supérieur. D'après (II-6), la pervéance augmente, donc le courant de Child – Langmuir augmente. L'émission micro-onde doit avoir lieu avant que la diode ne soit court – circuitée par le plasma. Pour éviter le court – circuit, la vitesse d'expansion v_{exp} doit rester en deçà d'une limite dépendant de la tension de fonctionnement et de la répartition des paquets de brins à la surface du revêtement en velours. R. B. Miller fournit la relation suivante :

$$v_{\text{exp}} (m/s) \approx 100 \left(\frac{d^*}{d} \right)^{2/3} V^{1/2} \quad (\text{II-7})$$

où d est l'espace inter – électrode et d^* l'écart entre deux paquets de brins diélectriques. Pour une tension de fonctionnement de 500 kV, un écart entre paquets de brins d'environ 2 mm (figure II-1) et un espace inter – électrode de 1,5 cm, la vitesse limite d'expansion définie par (II-7) est d'environ 2 cm/ μ s (tableau II-1), soit une durée d'impulsion maximale inférieure à 750 ns pour piloter le dispositif compact. Il est cependant possible d'allonger la durée d'impulsion ou bien de fonctionner en mode répétitif si la vitesse de pompage est telle que le vide est plus lentement dégradé par la remontée de pression provoquée par le dégazage de la matière éjectée. C'est une façon de réduire la vitesse d'expansion donnée par (II-7). Une autre possibilité est encore d'optimiser la surface du velours par des matériaux judicieusement choisis comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent.

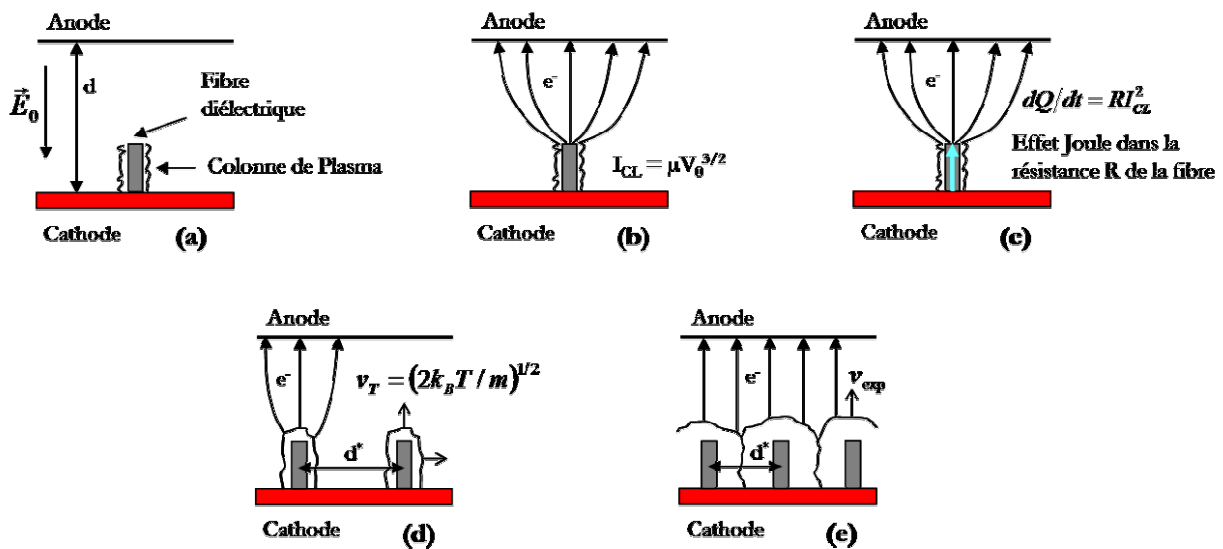


Figure II-4: Processus d'émission électronique à partir d'une surface velours. L'émission se fait à partir d'un paquet de brins constituant une fibre émettrice d'électrons. (a) L'application du champ électrique intense provoque la destruction partielle de la fibre et la création d'une colonne de plasma dense. (b) Les électrons sont émis hors du plasma et forment un courant de charge d'espace du type Child – Langmuir. (c) La fibre chauffe par effet Joule. (d) Expansion de la colonne de plasma à la vitesse thermique. (e) Réduction de l'espace inter – électrode par expansion globale du plasma de cathode [MILLER, 98].

I-1-4 Dimensionnement de la cathode

Calculons à présent le champ électrique statique **dans le vide** régnant dans la ligne coaxiale à la tension de fonctionnement du dispositif (500 kV). Le théorème de Gauss appliquée à la géométrie cylindrique de la figure I-11 conduit à :

$$\vec{E}_r(r) = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 L_{SE} r} \vec{u}_r \quad (\text{II-8})$$

A partir de $\vec{E}_r = -\vec{\nabla}V$, on donne une expression du potentiel V_0 de la ligne en fonction de la charge Q à la surface des conducteurs, soit :

$$\int_{-V_0}^0 dV = -\int_{r_c}^{r_a} E_r dr \Rightarrow V_0 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 L_{SE}} \int_{r_c}^{r_a} \frac{dr}{r} = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 L_{SE}} \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right) \quad (\text{II-9})$$

En exprimant la charge Q du condensateur cylindrique ainsi formé en fonction de la tension dans la ligne, on obtient :

$$Q = C(V_a - V_c) = CV_0 \Rightarrow C = \frac{2\pi\epsilon_0 L_{SE}}{\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \quad (\text{II-10})$$

D'où le module du champ électrique statique de la ligne :

$$\boxed{E_r = \frac{V_0}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)}} \quad (\text{II-11})$$

Le potentiel de la ligne est amené aux bornes de l'armature intérieure du coaxial, l'anode est à la masse. Le champ électrique donné par (II-11) est maximal à la surface cathodique, décroît en $1/r$ vers la structure d'anode et suit les variations d'impédance de la ligne coaxiale. Le champ électrique que nous décrivons ici est le champ statique extérieur appliqué dans le vide à la ligne, en l'absence d'émission électronique. La figure II-5 montre les variations du champ électrique statique de la ligne suivant l'axe (Oz) du MILO, dans la géométrie du dispositif de l'US Air – Force : la réduction d'un facteur 2 des dimensions de la structure augmente le champ électrique statique de la ligne par 2. Dans les deux cas évoqués, le pic de champ électrique que l'on observe dès les premiers millimètres de cathode est un point délicat. En effet, l'accroissement de champ électrique à cet endroit permet le déclenchement du processus d'émission électronique à la surface de la cathode. On l'appelle le point de lancement des électrons [LEMKE, 97 ; HAWORTH, 98]. Lors du processus d'émission radiale, la densité électronique du faisceau est maximale à ce niveau. La cathode subit d'importantes contraintes physiques et l'anode se trouve bombardée par un flux intense d'électrons, source d'émission de rayons X par impact dans le matériau. Cet impact s'accompagne de la formation d'un plasma d'anode se propageant dans l'espace inter – électrode pouvant réduire la durée d'impulsion micro-onde (« Pulse Shortening »). Afin de réduire la formation du plasma d'anode, M. D. Haworth a suggéré un nouveau dessin de cathode pour uniformiser l'émission électronique au point de lancement en préservant la surface de velours et en forçant l'émission sur toute la longueur de la cathode. L'idée est de profiler les

extrémités de cette cathode afin de forcer des lignes de champs plus uniformes au point de lancement qui puissent compenser les effets de champ intense dus à la discontinuité d'impédance entre la section constituée des trois premiers disques empilés et la section suivante composant la structure à ondes lentes (figure II-5). Pour cela des électrodes de focalisation ont été implantées et ont permis de doubler la longueur d'impulsion micro-onde en minimisant la formation du plasma d'anode pendant le régime de fonctionnement de la diode [HAWORTH, 01 ; HAWORTH, 02].

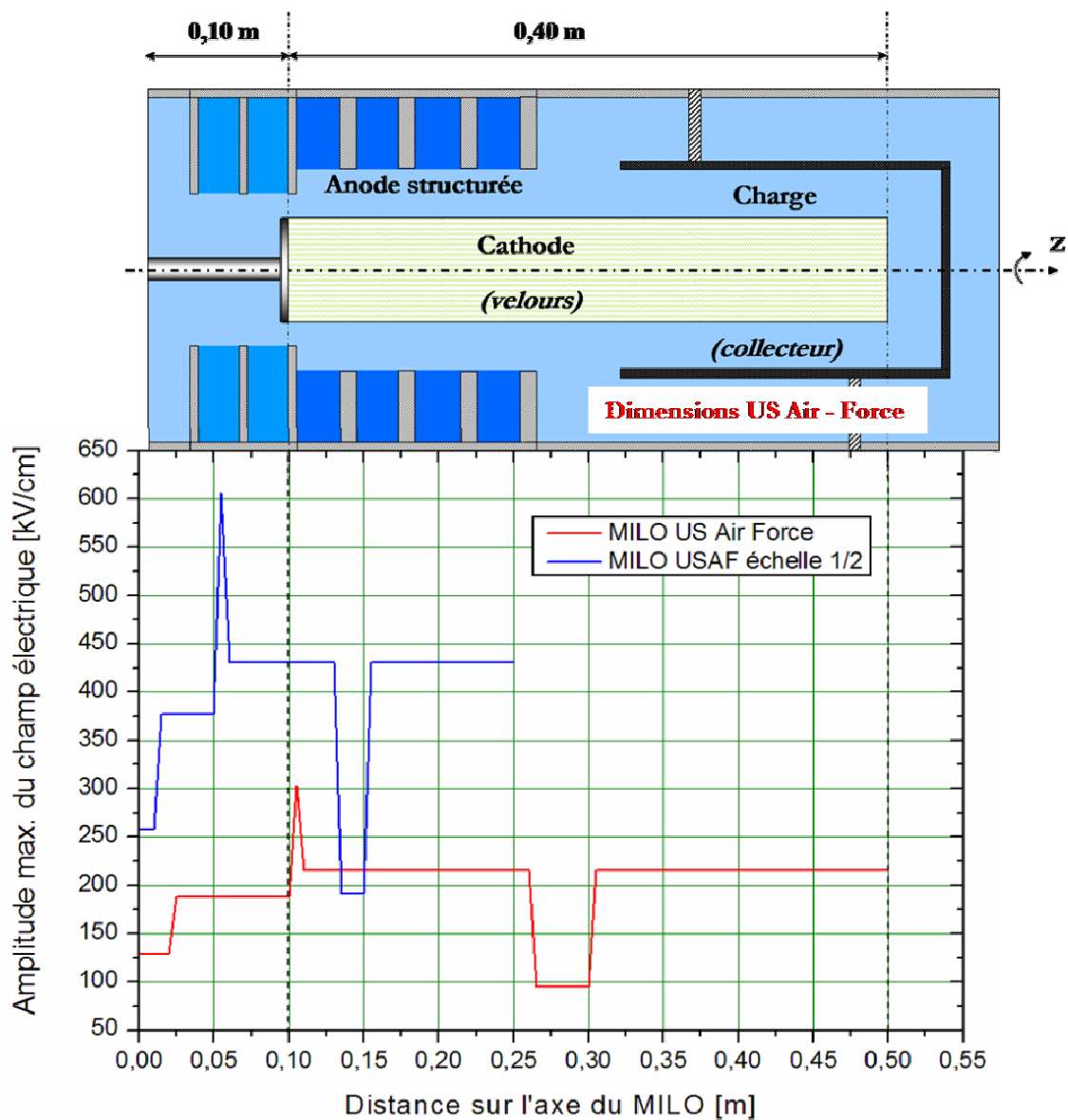


Figure II-5: Représentation du champ électrique statique maximum de la ligne MILO en fonction de la géométrie suivant l'axe (Oz). La courbe rouge correspond au champ électrique statique selon le schéma simplifié du dispositif de l'US Air - Force ; la courbe bleue est celle du même dispositif à l'échelle moitié. Le collecteur est à la masse via l'implantation des « stubs » qui permettent l'écoulement des charges tout en laissant passer le rayonnement hyperfréquence.

I-2 L'isolement magnétique

Au chapitre précédent, nous avons vu que l'espace entre la cathode et le collecteur dans le dispositif MILO du type US Air – Force fixait la condition d'isolement magnétique en amont, dans la structure à ondes lentes, nécessaire au fonctionnement du tube. En effet, lorsque le courant de charge atteint le courant critique, les électrons n'atteignent plus la structure d'anode. On dit qu'elle est isolée par le champ magnétique propre au faisceau, d'où le nom de ligne à isolement magnétique. Nous analysons dans ce paragraphe l'influence d'une longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode L_{col} comparée à la longueur minimum de charge L_{Cmin} du faisceau non isolé sous le collecteur. Pour cela, exprimons de façon générale le courant de charge relativiste. A partir de l'équation de Poisson, en coordonnées cylindriques, on forme :

$$\Delta V = -\frac{\rho(r)}{\epsilon_0} = -\frac{j(r)}{v(r)\epsilon_0} = \frac{I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 r L_C v(r)} \Rightarrow \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV(r)}{dr} \right) = \frac{I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 L_C v(r)} \quad (\text{II-12})$$

où $j(r)$ est la densité de courant sous le collecteur et I_{charge} le courant de charge associé, $v(r)$ est le module de la vitesse radiale des électrons et L_C est la longueur de charge (figure II-6).

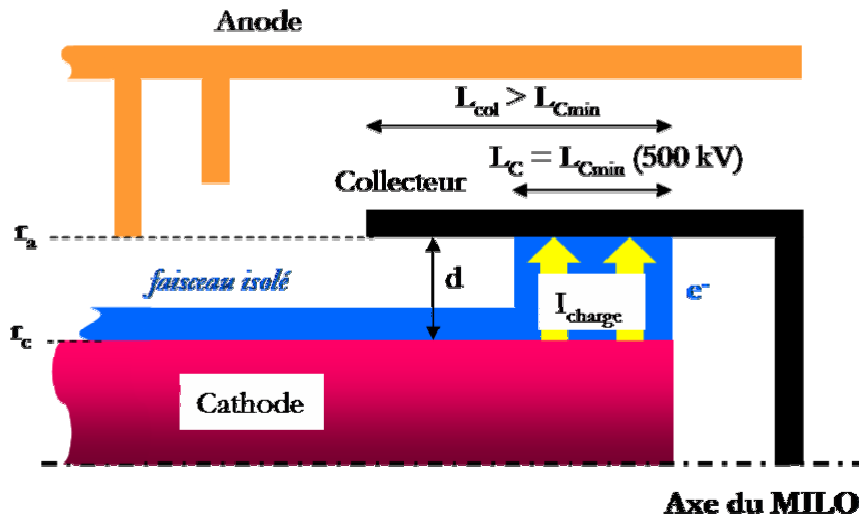


Figure II-6: Représentation schématique du courant de charge sous le collecteur non isolé magnétiquement. A la tension nominale de 500 kV, $L_C = L_{Cmin}$. La longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode est dimensionnée de telle sorte que $L_{col} > L_{Cmin}$.

En introduisant la conservation de l'énergie $eV(r) + eV_0 = m_0 c^2 (\gamma(r) - 1)$, que l'on dérive et que l'on porte ensuite dans l'expression (II-12), on obtient :

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{d\gamma(r)}{dr} \right) = \frac{e}{m_0 c^2} \frac{I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 L_C v(r)} = \frac{e I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 m_0 c^3 L_C} \frac{\gamma(r)}{\sqrt{\gamma(r)^2 - 1}} \quad (\text{II-13})$$

en ayant exprimé le module de la vitesse en fonction du facteur relativiste $\gamma(r)$. L'équation différentielle (II-13) est complètement résolue en annexe (Annexe C) dans l'approximation où r_a

est voisin de r_c . La solution de (II-13) en fonction des paramètres géométriques du schéma de la figure II-6 donne le courant de charge suivant :

$$I_{charge} = \frac{I_0 \left(\frac{L_C}{r_c} \right) [G(\gamma_0)]^2}{\left[\ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) \right]^2} \text{ avec } G(\gamma_0) = \int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} \quad (\text{II-14})$$

La fonction $G(\gamma_0)$ est une intégrale elliptique et I_0 un courant de normalisation que nous avons déjà rencontré ($I_0 \sim 17$ kA). Or, l'isolement magnétique en amont, sous la structure à ondes lentes, est possible si le courant de charge est égal au courant critique défini par (I-51, Chap. I). Pour une tension de fonctionnement donnée, lorsque $I_{charge} = I_{cr}$, une longueur minimum de charge est dans ce cas définie par [LEMKE, 97] :

$$L_{Cmin}[LEMKE] = 2r_c \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{[G(\gamma_0)]^2} \quad (\text{II-15})$$

Cette expression a été obtenue de façon différente par S. E. Calico dont on fournit le résultat analytique [CALICO, 95] :

$$L_{Cmin}[CALICO] = 1,6 \frac{d^2}{r_c \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right)} \frac{\sqrt{\gamma_0 + 1}}{(\gamma_0 - 1)} \quad (\text{II-16})$$

où d est l'espace inter – électrode (figure II-6). On porte sur la figure II-7 la variation de la longueur de charge en fonction de la tension dans la ligne, déduit de $\gamma_0 = 1 + eV_0/m_0c^2$, dans les deux cas (II-15) et (II-16) pour $d = r_a - r_c$. La deuxième expression (II-16) prend en compte la distance anode – cathode et se rapproche plus ou moins de (II-15) suivant la valeur de d . Or, le paramètre d fixe les conditions d'isolement magnétique en amont sous la structure à ondes lentes comme on l'a vu au chapitre I et prend une valeur précise, fixée par la géométrie de la diode et la tension de fonctionnement pour garantir les conditions de synchronisme. Une fois la longueur minimum de charge ajustée, il faut s'intéresser à la longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode L_{col} . Pour fonctionner, le MILO dessiné suivant le type US Air – Force doit avoir $L_{col} \geq L_{Cmin}$ pour que le circuit électrique soit fermé par la charge sous le collecteur. Or, pendant l'augmentation de tension jusqu'à la tension nominale de fonctionnement (500 kV), plusieurs longueurs de charge sont accessibles dès lors que L_{col} est supérieur à L_{Cmin} . Lorsque L_{col} est largement supérieure à L_{Cmin} notamment, il est possible pendant le régime transitoire d'atteindre les conditions d'isolement magnétique sous la structure à ondes lentes à des tensions plus faibles que celle du régime établi et donc de gagner du temps sur le processus d'émission hyperfréquence en obtenant les conditions d'interaction dans la ligne plus tôt. **L'espace collecteur – cathode**

fixe les conditions de fonctionnement de la diode. La longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode permet d'allonger la durée d'impulsion micro-onde. On constate sur la figure II-7 que pour une longueur de recouvrement de 10 cm, par exemple, l'isolement magnétique et les conditions d'interaction dans la ligne peuvent être atteints à partir d'une tension de 240 kV (courbe rouge). Par conséquent, la tension délivrée par le générateur peut augmenter, l'isolement magnétique est maintenu et la longueur de charge diminue sous le collecteur jusqu'à L_{Cmin} . Il y a cependant une limite à la longueur de recouvrement liée au couplage électromagnétique. En effet, L_{col} doit être dimensionnée pour permettre aussi l'extraction du rayonnement hyperfréquence, ce que nous aborderons dans le chapitre III en complétant l'analyse « à froid », c'est-à-dire sans faisceau.

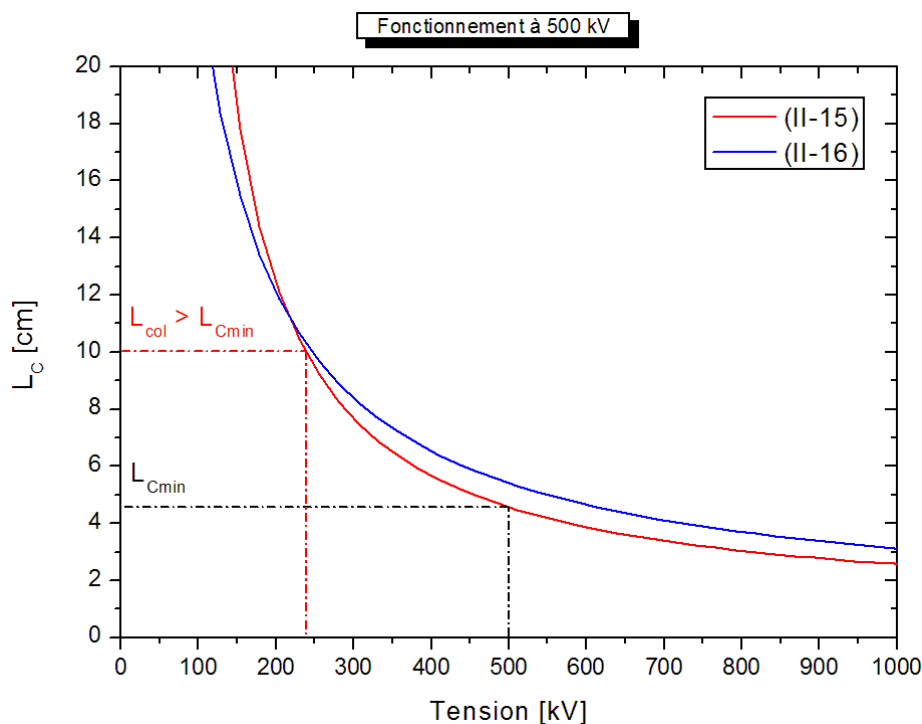


Figure II-7: Variation de la longueur de charge sous le collecteur en fonction de la tension dans la ligne du MILO compact du type US Air – Force ($r_c = 2,5$ cm ; $r_a = 4,0$ cm). Les courbes sont tracées d'après les relations (II-15) et (II-16). Le paramètre d vaut 1,5 cm et la longueur minimum de charge sous le collecteur est de 4,6 cm à la tension nominale de 500 kV. Pour d proche de 1, (II-15) donne une assez bonne approximation de (II-16). A 240 kV, la longueur de charge est égale à la longueur de recouvrement L_{col} du collecteur sur la cathode.

I-3 L'interaction dans la ligne MILO

I-3-1 Les instabilités de faisceau : l'effet Diocotron

Une fois l'isolement magnétique atteint, le régime transitoire permet l'établissement d'une onde électromagnétique dans la structure hyperfréquence. Le démarrage des oscillations du résonateur périodique s'effectue sur un mode stable dont les composantes du champ électromagnétique induit sont celles permises par la géométrie de la structure à ondes lentes. Il s'établit un processus

auto – cohérent dans la ligne où la création du faisceau en condition d’isolement magnétique permet, dans un premier temps, la naissance du champ électromagnétique hyperfréquence, puis dans un deuxième temps, l’interaction avec les composantes de champs propres liées au faisceau. Le phénomène s’accompagne d’instabilités de plus en plus importantes à mesure que le champ hyperfréquence croît. En effet, dans la phase de pré – oscillation, le champ électrique statique E_0 de la ligne est augmenté ou abaissé de la composante E_r du champ hyperfréquence s’installant dans la structure périodique (figure II-8). La vitesse de dérive des électrons du faisceau est donc modifiée localement par la présence de la composante E_r . Lorsque E_r est dans le même sens que E_0 , la vitesse de dérive électronique augmente et s’écrit $(E_0 + E_r) / B_0$, soit un effet différentiel local sur les électrons du faisceau :

$$+\frac{E_r}{B_0} = \delta v_e \quad (\text{II-17})$$

De même lorsque E_r est dans le sens opposé à E_0 , la vitesse de dérive électronique diminue et s’écrit $(E_0 - E_r) / B_0$, soit un effet différentiel local sur les électrons du faisceau :

$$-\frac{E_r}{B_0} = -\delta v_e \quad (\text{II-18})$$

Les relations (II-17) et (II-18) montrent localement que les électrons d’une même couche de faisceau peuvent être accélérés ou décélérés (figure II-8). L’instabilité ainsi générée provoque un effet de cisaillement des couches électroniques que l’on appelle **l’effet Diocotron** qui contribue à grouper les électrons du faisceau en paquets [SHEVCHIK, 66 ; LAU, 87].

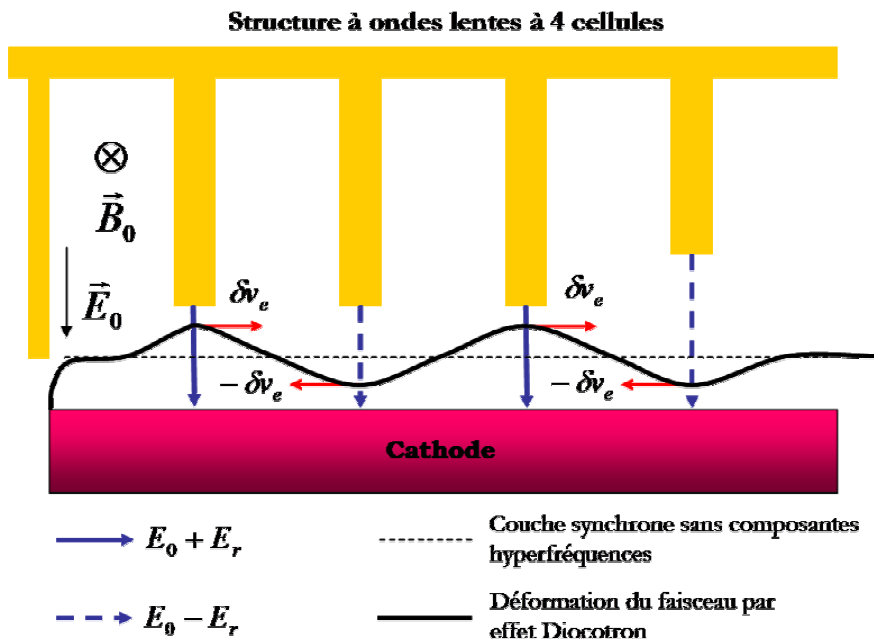


Figure II-8: Déformation de la couche synchrone d’électrons en isolement magnétique par effet Diocotron. Evolution vers une mise en paquets périodique des électrons du faisceau et établissement du champ électromagnétique hyperfréquence dans la structure à ondes lentes.

I-3-2 Le régime d'oscillation

Lorsque l'amplitude du champ hyperfréquence de la structure périodique devient suffisante, l'instabilité Diocotron est telle que certains électrons du faisceau peuvent atteindre l'anode. Ainsi, certaines couches électroniques restent en isolement magnétique, alors que d'autres migrent vers l'anode en gerbes d'électrons caractérisant un courant de fuite issu de l'interaction dans la structure à ondes lentes. Localement des paquets d'électrons périodiques sont formés (« *bunching* ») et le régime d'oscillation du MILO est établi. On représente sur la figure II-9 les variations linéaires du courant de l'armature intérieure du MILO en fonction de la distance z sur l'axe du tube ainsi que le champ magnétique associé à la surface de la cathode.

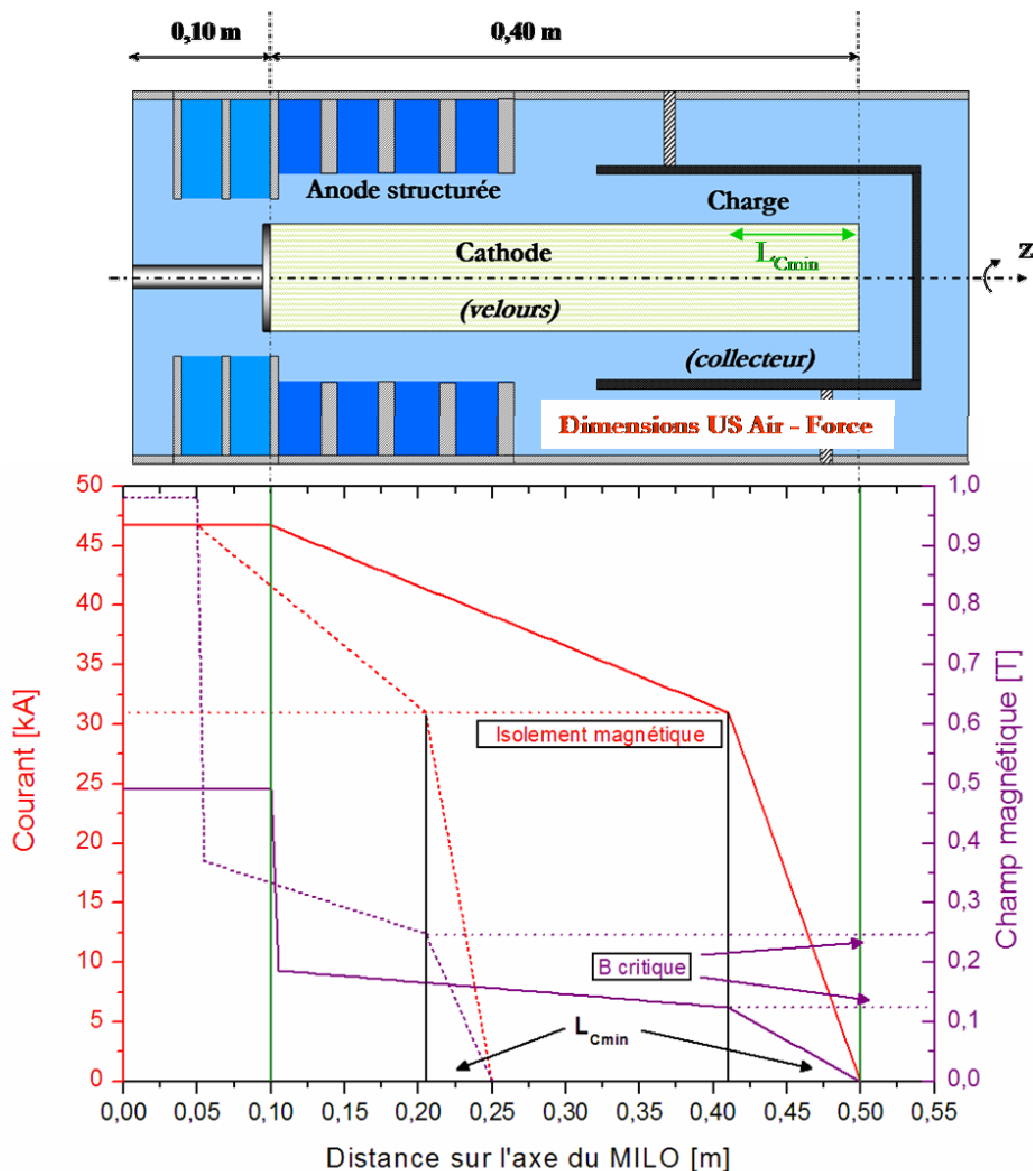


Figure II-9: Représentation du courant et du champ magnétique autour de l'armature centrale du MILO en fonction de la distance z sur l'axe du tube. Les courbes en traits pleins désignent le dispositif US Air - Force. Les courbes en traits pointillés caractérisent le même dispositif à l'échelle 1/2. Les courbes sont tracées pour une tension de fonctionnement de 500 kV ($\gamma_0 = 1,98$) avec mise en évidence de la longueur minimum de charge sous le collecteur.

Lorsque le régime de fonctionnement est établi, un maximum de courant circule dans la ligne coaxiale et reste invariant quel que soit le rapport d'homothétie de la géométrie du dispositif (46 kA sur la figure II-9). Les électrons émis à la surface de la cathode contribuent à diminuer le courant dans celle-ci de manière à conserver le courant total de la diode donné par le calcul du courant de parapotential ((I-60), Chap. I). Dans la charge, sous le collecteur, le courant de cathode est converti en courant électronique de faisceau radial sur une longueur égale à la longueur de charge, permettant ainsi de fermer le circuit électrique. Le champ magnétique à la surface de la cathode est créé par le passage du courant dans celle-ci. Il diminue le long de la cathode, ne permet plus l'isolement magnétique lorsque celui-ci est inférieur à B_{critique} et devient nul en bout de cathode. La superposition du champ magnétique issu du courant de cathode avec celui issu du faisceau en condition d'isolement magnétique sous la structure à ondes lentes permet de maintenir un champ magnétique statique constant dans la ligne périodique. A partir de la conservation du courant, on peut estimer la vitesse de dérive des électrons du faisceau. Celle-ci est donnée par le rapport entre le champ électrique statique de la ligne et le champ magnétique total conservé dans l'espace anode – cathode. A partir de la relation (II-11) et du théorème d'Ampère, on obtient pour tout r compris dans l'espace inter – électrodes :

$$v_e = \frac{E_0}{B_0} = \frac{V_0}{r \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \cdot \frac{2\pi r}{\mu_0 I_t} = \frac{2\pi\epsilon_0 c^2 V_0}{\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right) I_t} \approx 0,3c \quad (\text{II-19})$$

avec I_t le courant total de la ligne coaxiale assimilé au courant de parapotential. La condition de fonctionnement du système à champs croisés impose que la vitesse de phase du mode sur lequel interagit le faisceau d'électrons dans la structure à ondes lentes soit égale ou proche de la vitesse déterminée par (II-19). Ainsi, les paramètres géométriques du résonateur périodique doivent être ajustés pour permettre les conditions de synchronisme comme nous l'avons indiqué au chapitre I. Suivant les notations de la figure I-11, on a :

$$v_\phi = \frac{L}{2h} c \approx 0,3c \quad (\text{II-20})$$

où $L = 3,84$ cm et $h = 5,75$ cm dans le dispositif MILO de l'US Air – Force [LEMKE, USP, 98] d'où $L = 1,92$ cm et $h = 2,87$ cm, comme base de travail dans la construction du dispositif compact à l'échelle moitié que nous désignerons comme le MILO LPTP. Le mode stable sur lequel l'interaction a lieu est un mode où le champ électromagnétique est déphasé de 180° d'une cellule de la structure périodique à la suivante. Ce mode est ainsi communément appelé le mode π et nous l'étudierons en détail dans le chapitre III. Il devient alors possible de relier la relation (II-20) à la fréquence d'oscillation du MILO dans le mode π conduisant à :

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta_0} = \frac{2\pi f}{\left(\frac{\pi}{L}\right)} = 2Lf \quad (\text{II-21})$$

où ω est la pulsation et β_0 le nombre d'onde. En égalisant les relations (II-20) et (II-21) on déduit la fréquence d'oscillation du MILO qui conduit à environ 1,3 GHz pour le dispositif US Air – Force, soit 2,6 GHz pour le dispositif LPTP tel que nous l'envisageons.

Lorsqu'un synchronisme est possible dans la ligne MILO entre la vitesse de phase du champ hyperfréquence de la ligne à retard et la vitesse électronique de dérive des électrons du faisceau, des échanges d'énergie peuvent avoir lieu. Dans le mode π désigné précédemment, le processus d'interaction dans la ligne MILO est décrit dans la figure II-10.

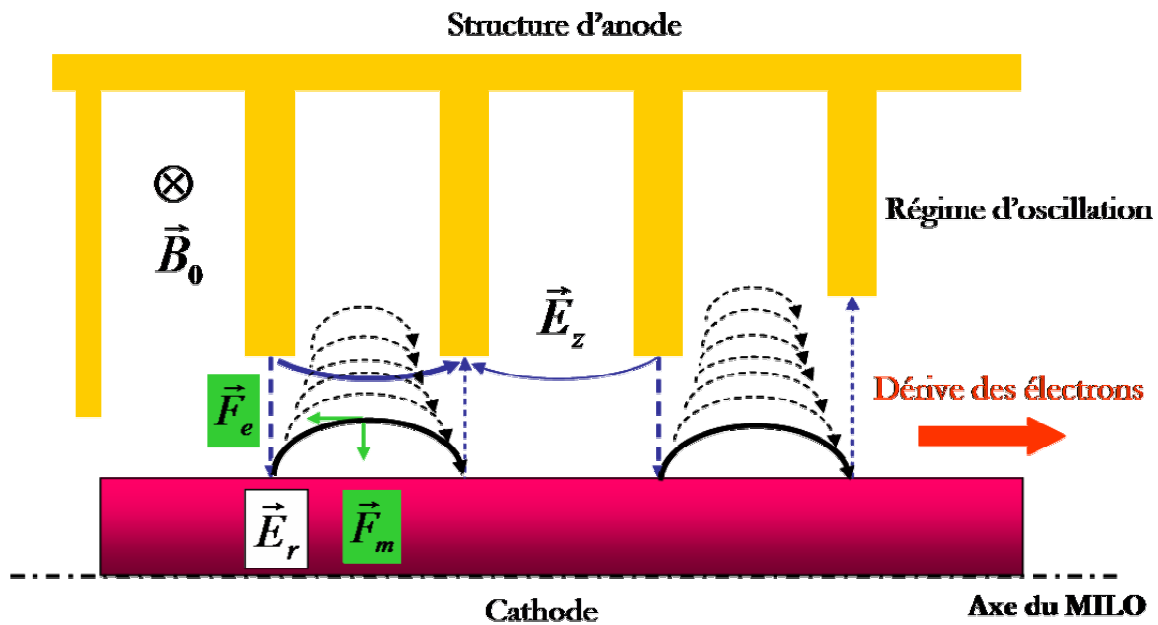


Figure II-10: Processus d'interaction dans la ligne MILO en configuration π . Description fluide du faisceau et mise en paquets périodique des électrons issus des différentes couches. Le champ électromagnétique hyperfréquence est désigné par les composantes \vec{E}_r et \vec{E}_z . Les forces appliquées à l'électron sont la force électrique \vec{F}_e et la force magnétique \vec{F}_m .

Pendant que le champ électromagnétique grandit dans le résonateur périodique, l'instabilité Diocotron conduit à la mise en paquets périodique des électrons du faisceau via la composante \vec{E}_r du champ hyperfréquence. Simultanément la composante \vec{E}_z permet les transferts énergétiques dans la ligne MILO. En effet, lorsqu'un électron de la couche synchrone, en condition d'isolement magnétique, rencontre une composante du champ électromagnétique hyperfréquence \vec{E}_z décélétratrice, la vitesse de l'électron diminue et celui-ci a tendance à migrer vers la structure d'anode par transfert d'énergie potentielle au champ hyperfréquence. A l'inverse,

lorsque la composante du champ hyperfréquence \vec{E}_z est accélératrice, la vitesse de l'électron augmente et celui-ci est rappelé vers la cathode par la force magnétique. L'électron a gagné de l'énergie potentielle. Or, la structure même du champ hyperfréquence qui a conduit à la mise en paquets périodique des électrons du faisceau via la composante \vec{E}_r , permet globalement un transfert d'énergie du faisceau vers le champ hyperfréquence supporté par la ligne à retard. Par ce procédé, le système devient un tube hyperfréquence et non un accélérateur d'électrons. On remarquera également que l'énergie gagnée par l'électron accéléré par la composante \vec{E}_r est exactement restituée au champ hyperfréquence à la période suivante où cette même composante est alors en opposition de phase. Ainsi, il n'y a globalement aucune énergie transférée via la composante \vec{E}_r , de telle sorte que la puissance à extraire du MILO est donnée :

$$P = \iiint_{\tau} (\vec{E}_z \cdot \vec{J}_z) d\tau \quad (\text{II-22})$$

Lorsque les vitesses électroniques de dérive sont supérieures à la vitesse de phase de l'onde électromagnétique supportée par la ligne à retard, les paquets se déforment entraînés par la vitesse de dérive. Lorsqu'elles deviennent trop importantes, les électrons passant dans une période où le champ est accélérateur sont alors rappelés vers la cathode, la ligne devient sur – isolée car désynchronisée [GRANATSTEIN, 94]. Il existe donc une plage de vitesse de dérive accessible où le MILO peut encore osciller. En d'autres termes, il est possible d'augmenter la tension dans la ligne afin d'augmenter la puissance hyperfréquence de sortie en ayant encore l'oscillation du tube à la même fréquence.

Pour résumer cette première partie, on récapitule dans le tableau II-2 les ordres de grandeurs des paramètres physiques régissant le fonctionnement du MILO dans une approche analytique.

$I_t = I_p$ (kA)	I_{cr} (kA)	I_{faisceau} (kA) $(I_t - I_{cr})$ (oscillation)	γ_0 (à 500 kV)	Z_0 (Ω)	$v_e \approx v_\phi$	L_{Cmin} (cm)	f (oscillation) (GHz)
46	31	15	1,98	11	0,3c	9,2 (USAF) 4,6 (LPTP)	1,3 (USAF) 2,6 (LPTP)

Tableau II-2 : Principaux courants et ordres de grandeurs physiques régissant le fonctionnement d'un tube MILO et son homothétie de rapport 1/2 à la tension nominale de 500 kV.

II- Analyse numérique du fonctionnement du MILO : approche 2D

Lors du démarrage de cette thèse, la question s'est posée de savoir quels moyens numériques étaient à disposition dans le laboratoire pour amorcer quelques simulations de MILO afin d'en comprendre le fonctionnement. Dans le but d'un développement expérimental, il était nécessaire d'avoir recours non seulement aux ordres de grandeurs physiques de la diode mais aussi aux temps nécessaires au bout desquels les phénomènes pouvaient s'établir afin de dimensionner le générateur haute tension à utiliser, spécifiquement dans un modèle compact. Les sources hyperfréquences du LPTP tels le klystron relativiste [AUGST, 92] où encore le Maser Cerenkov [BIRAU, 95] ont été abordées principalement de façon analytique dans leur régime de fonctionnement, sans une étude précise du régime transitoire. Le code PIC (Particle In Cell) KNEXT développé par H. Ghalila et J. M. Buzzi [GHALILA, 94] a permis de simuler de façon complète, dans le régime transitoire, une source ECR ainsi qu'une ligne à isolement magnétique en géométrie coaxiale [GORDEEV, 98]. C'est un code 2D et demi dont la géométrie du problème à simuler est fixe. Seule l'amplitude des grandeurs physiques à introduire est modifiable. Pour modéliser la géométrie plus complexe du MILO, il était alors nécessaire de modifier les fichiers sources afin d'adapter la nouvelle géométrie, ce qui sortait largement du cadre de cette thèse. Aussi, l'Institut Saint – Louis (ISL) qui a initié cette thèse s'est tourné vers le code particulière MAGIC dont la licence 2D et 3D était disponible.

II-1 Présentation du code MAGIC

MAGIC est un code de simulation créé par la société américaine MRC (Mission Research Corporation). Cette compagnie créée en 1970 est spécialisée dans la conception d'outils scientifiques directement applicables au développement des nouvelles technologies. Son principal client est l'US Air – Force et globalement les grandes sociétés de défense américaines. Le code MAGIC s'inscrit dans ce contexte et reste ainsi parfaitement adapté à la simulation des systèmes micro-ondes de forte puissance. Il est en outre largement diffusé dans la communauté internationale des micro-ondes de forte puissance, ce qui permet des comparaisons et une validation de certains aspects.

Sur le plan scientifique, MAGIC est un code PIC (Particle-In-Cell), électromagnétique, aux différences finies, spécialement conçu pour simuler l'interaction champs – particule dans un domaine géométrique et temporel préalablement défini, constituant les conditions aux limites du problème. Les équations de Maxwell sont complètement déterminées par les conditions initiales permettant d'obtenir l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans la structure géométrique. Simultanément, l'équation du mouvement relativiste est calculée ainsi que l'équation

de conservation de la charge afin de fournir les densités de charge et de courant nécessaires à la résolution complète des équations de Maxwell. Ainsi, on obtient un jeu d'équations sur le champ électromagnétique et un jeu d'équations régissant la dynamique des particules (figure II-11a). L'évolution temporelle du procédé modifie pas à pas les deux systèmes d'équations couplées de façon auto – cohérente de telle sorte que la charge d'espace en mouvement contenue dans une macro – particule modifie le champ électromagnétique local, lui-même entraînant une modification des densités de charge et de courant et ainsi de suite jusqu'au temps final de simulation imposé par l'utilisateur. Le schéma d'intégration temporelle des équations couplées est basé sur un intervalle de temps **fixe** $\delta t \sim 5$ ps qui permet de relier la variable E_n à la variable E_{n+1} de telle sorte que $\partial E/\partial t$ est obtenu à partir de $(E_{n+1} - E_n)/\delta t$, selon le principe des différences finies. Les conditions initiales fixent les variables de départ. Compte tenu des relations de complémentarité des variables de champs et de particules, B. Goplen et al. ont proposé le schéma « saute-mouton » de la figure II-11b [GOPLEN, 95]. L'intégration des variables en fonction du temps se rapporte également à un domaine spatial bien défini. L'espace est divisé en **cellules élémentaires régulières** dans un système de coordonnées choisi par l'utilisateur (cartésien, cylindrique, polaire ou sphérique). Les variables de champ continues B et E sont stockées dans la mémoire de l'ordinateur et localisées respectivement au centre et sur les bords des cellules (figure II-11c).

$$\begin{aligned} \partial_t \vec{B} &= -\vec{\nabla} \times \vec{E} \\ \partial_t \vec{E} &= -\vec{J}/\epsilon_0 + (\epsilon_0 \mu_0)^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{B} \\ \partial_t \vec{p}_i &= \vec{F}_i/m_i, \vec{F}_i = q_i [\vec{E}(x_i) + \vec{v}_i \times \vec{B}(x_i)] \\ \partial_t \vec{x}_i &= \vec{v}_i, \vec{v}_i = \vec{p}_i/\gamma_i \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \rho(x_i)/\epsilon_0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \end{aligned}$$

Figure II-11a: Equations de Maxwell couplées aux équations du mouvement des particules. E et B désignent les champs électrique et magnétique, x_i et p_i sont la position et la quantité de mouvement de la ième particule chargée. J et ρ sont les densités de charge et de courant associés aux particules.

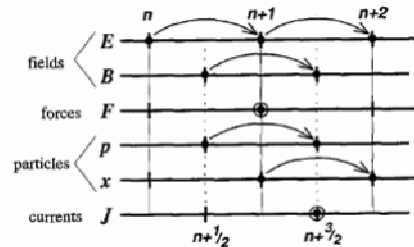


Figure II-11b: Schéma d'intégration temporelle dans le code MAGIC.

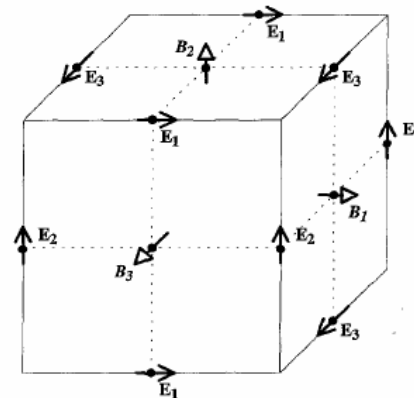


Figure II-11c: Représentation et définition spatiale des champs sur une cellule élémentaire du maillage.

La géométrie du problème à modéliser peut être définie en deux ou trois dimensions. Alors que les particules peuvent être présentées en 3D à l'aide d'un « viewer », le champ électromagnétique ne peut être présenté qu'en 2D à l'aide de coupes planes judicieusement choisies. Le nombre de cellules constituant le maillage de la structure à simuler varie considérablement en fonction du choix de la représentation (2D ou 3D). Ce nombre n'est pas limité mais influence considérablement le temps de calcul de la simulation, lui-même dépendant également du nombre de particules par cellule. A chaque pas de temps un nombre discret de particules est créé par cellule, lors du processus d'émission explosive notamment. Le temps de calcul est d'autant plus élevé que le taux de création des particules par cellule et par pas de temps est élevé. Le temps de calcul peut donc être optimisé en jouant, soit sur la géométrie (nombre de cellules), soit sur le taux de création des particules par cellule et par pas de temps. MAGIC ne nécessitant pas de pré-processeur ni de station de calcul, les résultats de simulation 2D obtenus dans cette section ont été effectués sur un PC standard à 2,0 GHz et 512 Mo de RAM sous l'environnement Windows XP.

II-2 Géométrie de MILO 2D

La géométrie de MILO que nous présentons sur la figure II-12 est celle d'un prototype compact basé sur le dispositif développé par l'US Air – Force. Le système est à géométrie cylindrique de révolution décrit dans le plan $(r ; z)$.

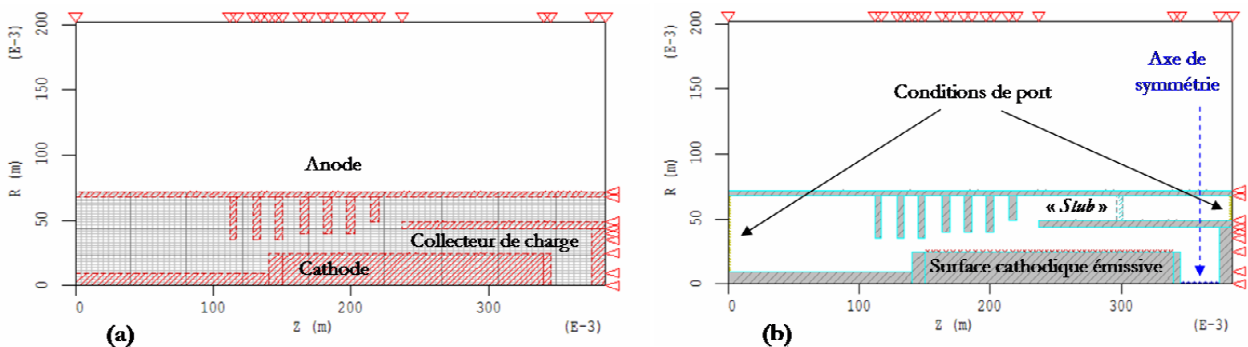


Figure II-12: Géométrie 2D d'un MILO compact en coordonnées cylindriques $(r ; z)$. (a) Représentation du maillage et des conducteurs définissant la structure, (b) Définition de la physique du problème avec introduction des conditions aux limites (conditions de port) et des conditions d'émission électroniques à la surface cathodique. Les triangles rouges délimitent les formes géométriques associées à chacun des conducteurs.

Le maillage défini sur la figure II-12a est au départ un maillage régulier de telle sorte que chaque cellule élémentaire a les mêmes dimensions. Ce sont des rectangles de 2 mm par 4 mm de cotés. Les dimensions associées aux différents conducteurs ne suivent pas systématiquement le maillage. Pour définir une géométrie précise, il faut alors introduire des marqueurs (triangles rouges, figures

II-12) qui permettent de fixer les cotes des formes introduites dans le réseau de cellules. Le maillage s'adapte alors en fonction de ces cotes pour que soient respectées les dimensions introduites par l'utilisateur. Une fois la géométrie des conducteurs dessinée, on définit les propriétés liées au matériau. Dans notre cas, les conducteurs sont considérés comme parfaits (conductivité infinie) et ceci constitue une première condition aux limites, imposée par la géométrie, dite condition de Neumann (champ électrique normal à la surface) [ARFKEN, 01]. Les autres conditions aux limites sont définies par la physique du problème. Sur la figure II-12b, on a représenté les conditions de port. A l'entrée du tube, on trouve les conditions liées à l'injection de l'impulsion électromagnétique délivrée par le générateur haute tension. La forme du signal est introduite par une fonction programmée dont l'amplitude définit la tension aux bornes des armatures du MILO. La valeur de cette fonction imposée au port d'entrée définit une condition dite de Dirichlet [ARFKEN, 01]. A la sortie du tube, on trouve les conditions de port liées à l'extraction du signal hyperfréquence. La mention « *Stub* » indiquée sur la figure II-12b est un artefact qui permet de maintenir l'anode et le collecteur de charge au même potentiel. Le système ainsi dessiné permet d'évacuer les charges du faisceau d'électrons collectées tout en laissant passer le signal hyperfréquence. Par défaut, l'objet en question n'a pas de composante résistive de telle sorte que le signal qui le traverse ne subit aucune atténuation. Ainsi, nous venons de décrire les conditions aux limites géométriques et physiques qui vont permettre de résoudre les équations de Maxwell dans le vide. Il reste à introduire les conditions de création du faisceau dans l'espace inter – électrodes. Les petites pointes rouges à la surface de la cathode (figure II-12b) désignent l'émission explosive des électrons où l'on a défini le taux de création des particules par cellule et par pas de temps (5 dans notre cas) ainsi que le seuil de champ électrique minimale pour lequel les électrons sont émis de la surface. Le seuil choisi est de 20 kV/cm, ce qui est raisonnable pour les cathodes du type velours à fibres diélectriques (tableau II-1).

Dans ces conditions et compte tenu du maillage de la figure II-12a, le nombre moyen de macroparticules chargées se propageant dans le dispositif 2D en régime établi est de 11000 environ et le temps de simulation de 7 mn pour une durée d'impulsion de 50 ns.

II-3 Introduction de l'impulsion de tension

Afin de caractériser les différentes étapes de fonctionnement d'un tube MILO compact, le signal introduit au port d'entrée désignant l'impulsion initiale de tension est une simple fonction marche. Celle-ci croît linéairement pendant 2 ns jusqu'à la tension nominale de 500 kV, pendant une durée totale d'impulsion de 50 ns (figure II-13). Pendant le processus de décharge du générateur haute tension dans la ligne MILO, la tension au port d'entrée est modifiée par les

variations d'impédance de la ligne et l'émission électronique à la surface cathodique. En l'absence d'émission électronique, lorsque le seuil de champ électrique n'est pas atteint, la tension dans la ligne augmente, les effets capacitifs sont dominants. L'épaisseur des diaphragmes, faible devant le temps de montée du signal, permet de négliger les effets inductifs et d'éviter les réflexions parasites pour $t < 2$ ns. Puis, lorsque les électrons sont émis et qu'un courant radial s'établit entre les électrodes de la ligne, la tension initiale chute brutalement et les effets inductifs dominent dans la ligne (figure II-13). Le faisceau peut être assimilé à une résistance de charge et permet la fermeture du circuit électrique. Au-delà, de 2 ns, la tension réaugmente et donc l'intensité du faisceau également suivant le processus du type Child – Langmuir dans la ligne (II-5). Un paramètre supplémentaire est introduit dans MAGIC, il concerne le temps caractéristique de décharge du générateur. C'est un paramètre temporel global qui décrit la constante de temps équivalente du circuit interne du générateur. Lorsque celui-ci se décharge dans le MILO, la ligne de transmission exerce une contre réaction sur le générateur. En effet, le temps de réponse de celui-ci pour poursuivre la décharge est fonction des paramètres de circuit le constituant. Les figures II-13a et II-13b, présentent les variations du signal de tension au port d'entrée pour deux constantes de temps du circuit interne différentes. Dans les deux cas, cette constante est un multiple du temps de montée du signal introduit. Elle vaut respectivement le temps de montée, soit 2 ns (figure II-13a) et deux fois le temps de montée, soit 4 ns (figure II-13b). Dans le premier cas, la réponse au port d'entrée conduit à un pic puis à des oscillations, dans le second cas à un pic puis une courbe lissée. Les deux représentations de l'impulsion de tension modifiée au port d'entrée correspondent à un ajustement du signal effectué à l'aide d'une méthode adaptative du type PID (Proportional Integral Derivative) qui dépend fortement du temps caractéristique de réponse du générateur à la ligne MILO. Le paramètre temporel est contrôlé par l'utilisateur et constitue davantage une correction numérique qu'une description physique du problème. D'ailleurs, le temps doit être ajusté en fonction des résultats expérimentaux obtenus pour « coller » au mieux à la réalité. Suivant le temps introduit, le signal modifié présente ou non des oscillations et une surtension, comme dans le cas de la figure II-13a. Les informations disponibles sur le code MAGIC ne permettent pas d'accéder à plus d'informations sur certains artefacts mathématiques, mais la MRC prévoit d'incorporer un module supplémentaire plus physique simulant réellement le comportement du générateur haute tension avec un contrôle direct des composants R, L et C du circuit interne le constituant. Les discussions avec M. Gouard du CEA à propos des nouvelles versions MAGIC, disponibles à partir de début 2005, semblent aller dans ce sens.

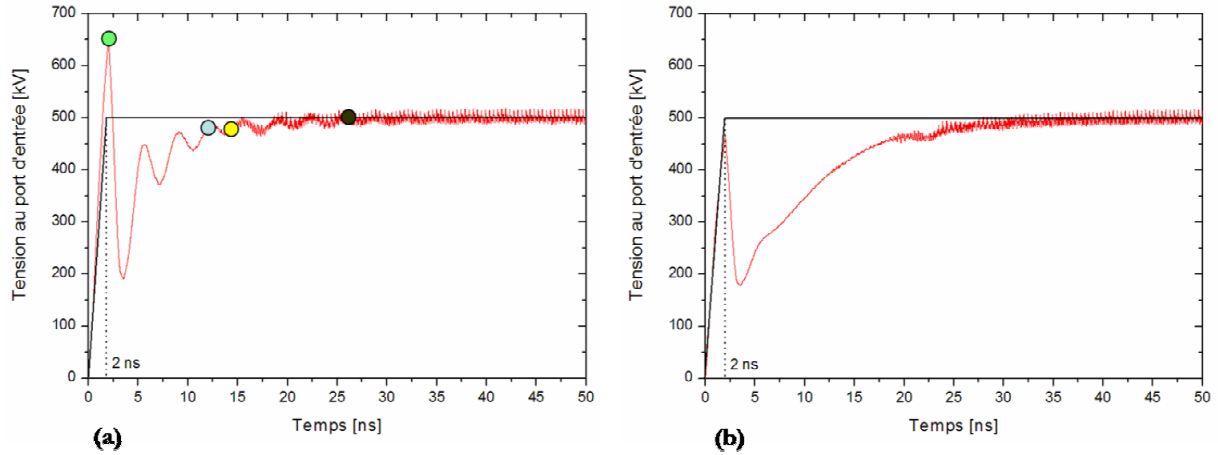


Figure II-13: Représentation du signal de tension au port d'injection. La courbe noire est la fonction marche introduite dans la simulation MAGIC. La courbe rouge est l'impulsion temporelle observée au port d'entrée en fonction de l'évolution du faisceau dans le tube ; (a) le temps caractéristique équivalent du circuit interne du générateur est égal au temps de montée du signal introduit (2ns), (b) le temps caractéristique équivalent du circuit interne du générateur est égal à deux fois le temps de montée du signal introduit (4ns). Les pastilles de couleur renvoient aux figures II-14 et suivantes.

II-4 Caractérisation du faisceau d'électrons

Une fois l'impulsion de tension injectée dans le tube MILO via le port d'entrée, il est possible de décrire l'évolution temporelle du faisceau d'électrons dans toute la structure. On symbolise sur la figure II-13a les différentes configurations des figures II-14 et II-15. Lorsque le seuil de champ électrique est atteint (20 kV/cm), les électrons sont émis radialement de la cathode vers l'anode suivant le processus d'émission du type Child – Langmuir (figure II-14a). Le courant augmentant dans la ligne coaxiale, le champ magnétique généré par le courant se propageant dans l'armature centrale devient suffisant pour isoler le faisceau ainsi généré. Les électrons n'atteignent plus la structure d'anode. Le système est en condition d'isolement magnétique et atteint le régime critique (figure II-14b). Dans cette configuration, le régime transitoire permet d'induire une onde électromagnétique dans la structure à ondes lentes qui grandit dans le mode π . Simultanément, l'établissement du champ hyperfréquence provoque des instabilités de faisceau par effet Diocotron (figure II-14c). Lorsque le régime stationnaire est atteint, le résonateur constitué des quatre disques empilés oscille et permet la mise en paquets des électrons du faisceau, issue de l'établissement d'ondes hyperfréquences dans la structure périodique (figure II-14d). A titre d'illustration, on représente sur les figures II-15, le champ électromagnétique stable en configuration π au bout d'un temps suffisant où le régime d'oscillation est établi. Les figures II-15a et II-15b représentent successivement une cartographie des composantes de champs dans cette configuration. La figure II-15c est une représentation vectorielle analogue à la description faite sur la figure II-10, responsable de la mise en paquets périodique des électrons du faisceau.

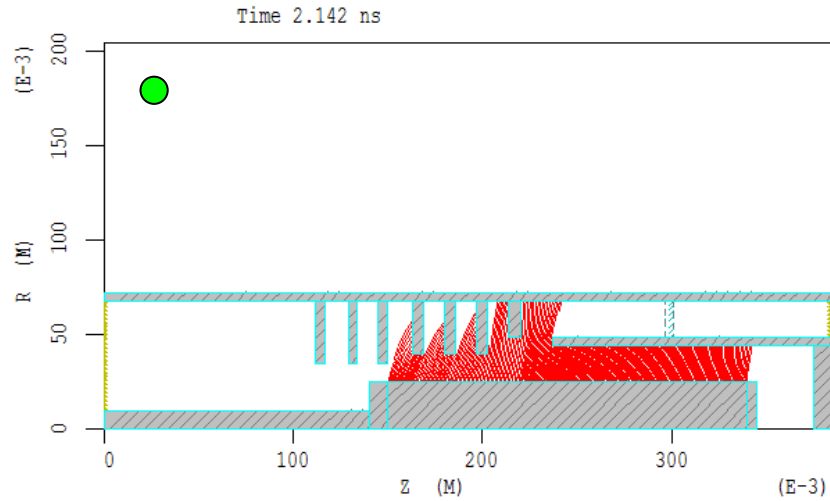


Figure II-14a: Emission électronique radiale et augmentation de l'intensité du faisceau suivant la loi de Child - Langmuir.

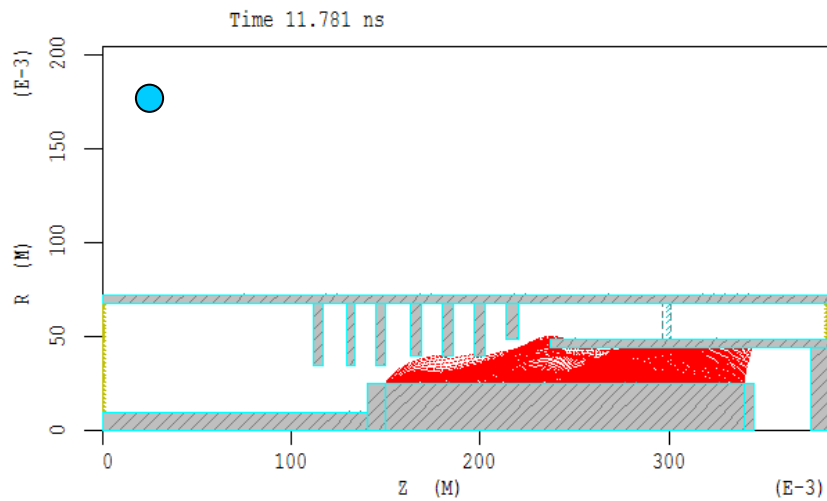


Figure II-14b: Régime critique d'isolement magnétique. Le courant total de la ligne atteint le courant critique I_{cr} .

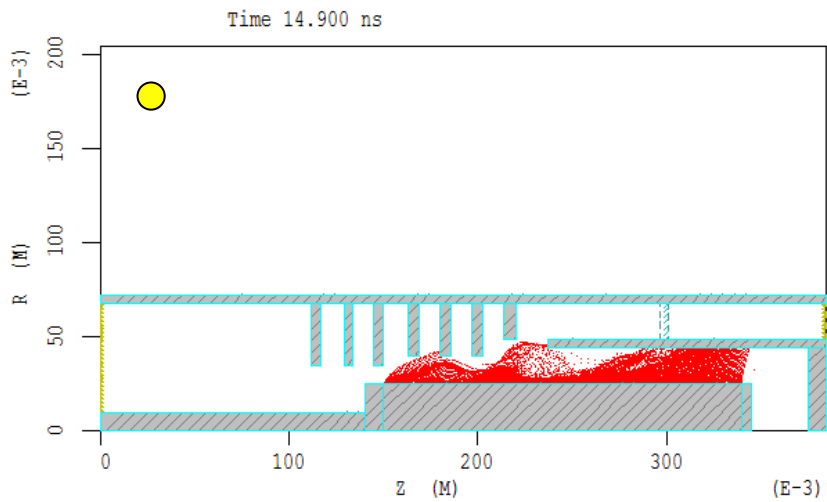


Figure II-14c: Instabilité de faisceau et mise en évidence de l'effet Diocotron.

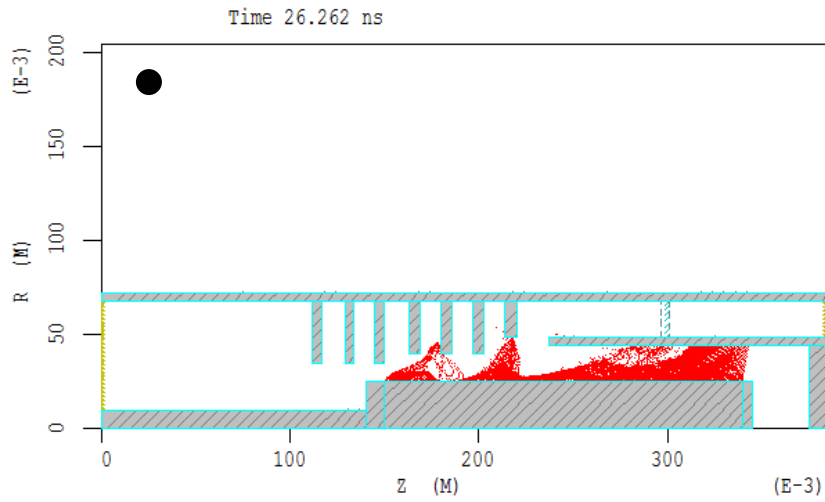


Figure II-14d: Formation des paquets d'électrons périodiques signature de l'oscillation de la structure à ondes lentes.

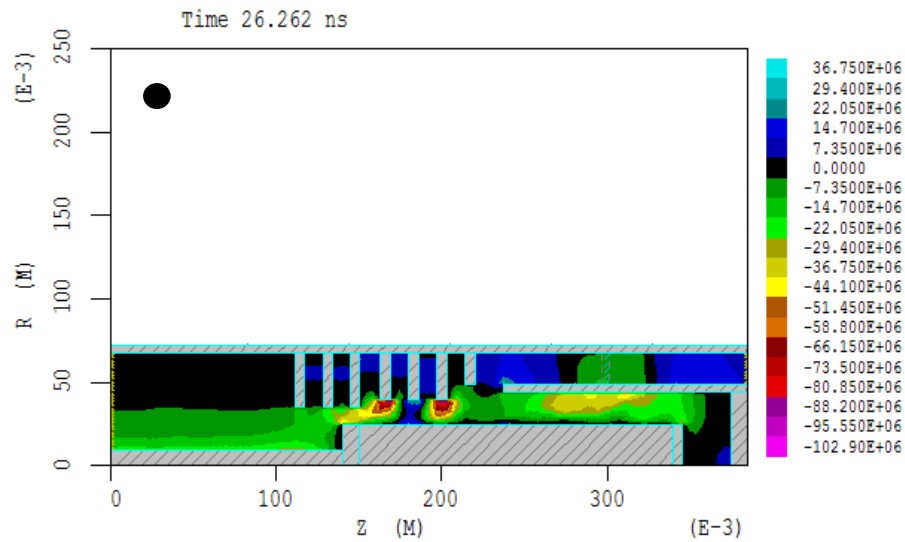


Figure II-15a: Contours de la composante E_r du champ hyperfréquence et mise en évidence de l'extraction du rayonnement via le guide d'onde de sortie.

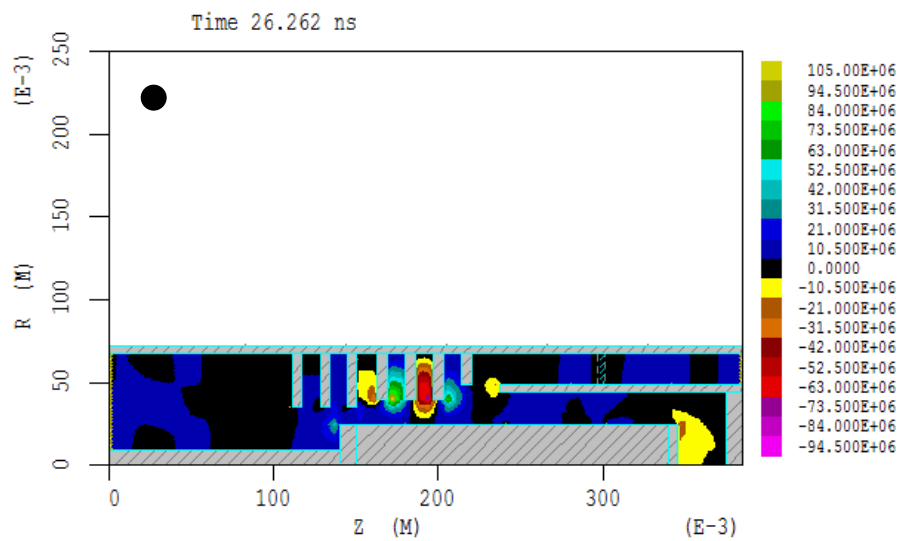


Figure II-15b: Contours de la composante E_z du champ hyperfréquence.

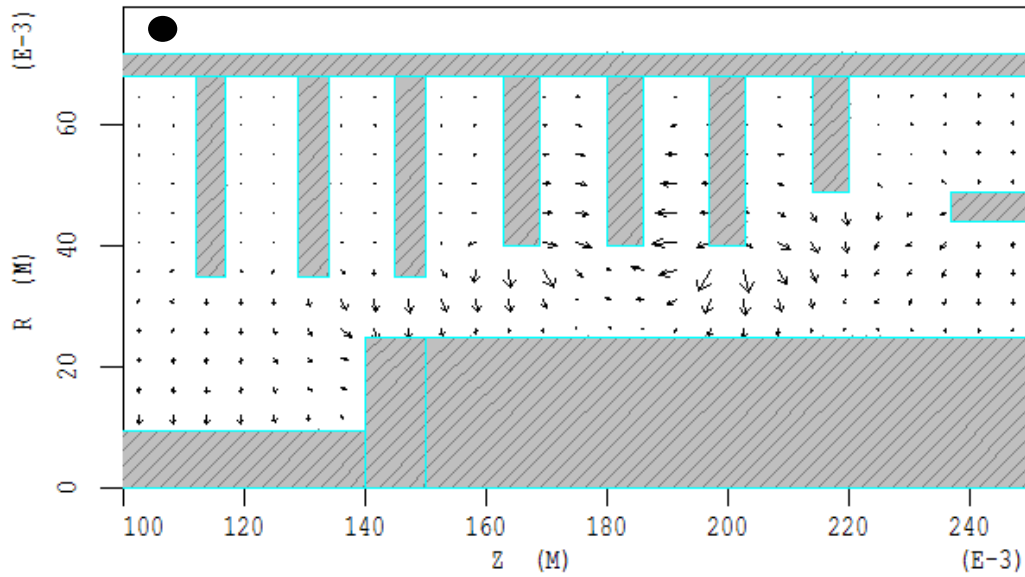


Figure II-15c: Composantes vectorielles du champ hyperfréquence dans la structure à ondes lentes en régime d'oscillation à $t = 26,262$ ns. On note l'alternance des composantes accélératrices et décélératrices caractérisant le mode π (cf. § II-I-3-2, figure II-10).

II-5 Résultats de simulation 2D

II-5-1 Les lois de courants

Afin de reconstituer les différents courants se propageant dans la ligne coaxiale, on cherche à évaluer le courant électronique total émis par la cathode ainsi que le courant de faisceau en isolement magnétique sous la structure à ondes lentes. Les temps nécessaires à l'établissement de ces courants sont reliés aux configurations de faisceau établies au paragraphe précédent (II-II-3). Le courant électronique émis au cours du temps à la surface cathodique est calculé par le code MAGIC. Dans la géométrie 2D, une ligne tracée correspond à une surface et une surface à un volume. Pour cette raison, MAGIC 2D est un code PIC 2D et demi qui tient compte de la symétrie de révolution et impose l'invariance par rotation suivant la troisième coordonnée. Ainsi, une ligne est tracée à la surface cathodique et correspond à la surface fermée d'où la densité de courant électronique est émise. L'intégration sur cette ligne permet d'obtenir le courant électronique total émis au cours du temps (courbe rouge, figure II-16). On représente également sur la figure II-16, le courant de faisceau en isolement magnétique sous la structure à ondes lentes. Pour cela, on choisit une cote sur (Oz), 203 mm dans notre cas, et on trace une ligne reliant la surface cathodique au rayon intérieur des disques de la ligne à retard. L'intégration sur cette nouvelle ligne donne la composante du courant électronique se propageant le long de l'axe (Oz), c'est-à-dire le courant d'isolement magnétique (courbe bleue, figure II-16).

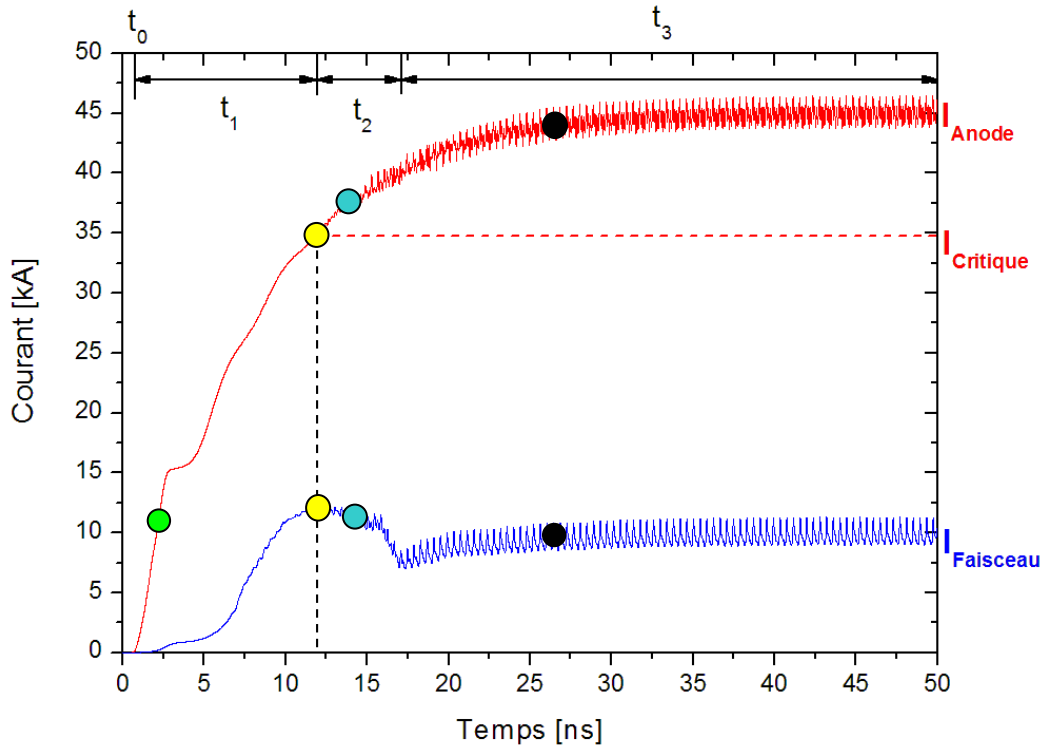


Figure II-16: Simulation des courants dans la géométrie MILO compact. La courbe rouge est le courant électronique total émis à la surface cathodique. La courbe bleue correspond à la composante de courant suivant (Oz), en condition d'isolement magnétique sous la ligne à retard, calculée jusqu'à à la cote $z = 203$ mm. Les durées indiquées correspondent aux différentes phases de fonctionnement. Les pastilles de couleurs désignent les représentations de faisceau et de champs des figures II-14 et II-15.

La figure II-15 décrit l'évolution du courant dans la ligne MILO en fonction du temps et permet ainsi de mettre en évidence les différentes phases de fonctionnement, correspondant à certaines géométries de faisceau que nous avons énumérées au paragraphe précédent (II-II-3). Chaque configuration du paragraphe II-II-3 s'inscrit sur la figure II-16 aux temps indiqués et dure le temps mentionné. Ainsi, le temps initial $t_0 \sim 740$ ps correspond au démarrage de l'émission électronique où seule la composante radiale intervient. Puis, pendant le temps t_1 , le champ magnétique propre au faisceau devient suffisant pour courber les trajectoires électroniques et faire apparaître une composante axiale suivant (Oz) indiquée par la courbe bleue. Lorsque celle-ci passe par un maximum, le faisceau est en régime d'isolement magnétique critique au temps $t = 11,8$ ns. Ensuite, s'amorce un régime oscillant instable où la composante axiale du courant diminue traduisant l'effet Diocotron. Le faisceau ondule autour d'une couche synchrone stable où les composantes sont radiales et axiales pendant un temps t_2 . Lorsqu'un maximum d'énergie électromagnétique est stocké dans le mode d'oscillation stable du résonateur périodique, le dispositif atteint un régime de saturation et traduit le fonctionnement du MILO à sa fréquence d'oscillation propre jusqu'au temps final (50 ns, t_3). Chaque temps ainsi défini caractérise un

courant spécifique. Le courant maximum défini par le régime de saturation est le courant de parapotential que nous avons introduit au chapitre précédent. Il dépend des rayons de cathode et d'anode et de la tension de fonctionnement. Les 45 kA obtenus sur la figure II-16 sont en bon accord avec le courant de parapotential calculé analytiquement dans le chapitre I et récapitulé dans le tableau II-2. De même, nous avons calculé le courant critique d'isolement magnétique qui est aussi en assez bon accord avec le courant simulé sur la figure II-16. Dans les deux cas, analytique et numérique, on retrouve la conservation du courant total où $I_{\text{Anode}} = I_{\text{Critique}} + I_{\text{Faisceau}}$. Les quelques kiloampères de différence que l'on observe au niveau du courant critique et du courant de faisceau entre le calcul analytique et la simulation numérique proviennent de la variation du rayon des diaphragmes dans le cas simulé, que nous avons ignorés dans les calculs analytiques. En effet, une telle structure s'accompagne d'une variation d'impédance de la ligne et donc d'une variation du courant sous la structure à ondes lentes [LEMKE, 97 ; HAWORTH, 98].

II-5-2 La fréquence d'oscillation

Pour extraire la fréquence d'oscillation du MILO, on étudie l'oscillation stable du résonateur périodique. On trace un segment suivant (Oz) sur une période de la ligne à retard et on calcule la tension alternative sur cette ligne (figure II-17a). Cette représentation permet d'apprécier le démarrage et la croissance des oscillations dans la structure périodique jusqu'au régime de saturation obtenu au bout de 22 ns environ. Afin d'extraire la fréquence dominante de ce signal, on prend la transformée de Fourier temporelle que l'on reporte figure II-17b. Suivant la position et la longueur du segment de mesure choisi, les oscillations et la transformée de Fourier font apparaître quelques nuances. Ainsi, le calcul de la transformée de Fourier du signal de tension sur la ligne de sortie à $z = 385$ mm montre d'une part que l'amplitude de la fréquence d'oscillation du signal hyperfréquence en sortie à 2,44 GHz est plus faible avec d'autre part la présence de la première harmonique à 4,88 GHz (figure II-17c). On constate que la fréquence du signal hyperfréquence extrait en sortie du tube est effectivement la fréquence d'oscillation du résonateur dans le mode π . Pour extraire ce signal du tube, on doit prendre en compte les couplages électromagnétiques qui ont lieu entre les différentes sections géométriques (conditions de raccordement entre la cavité sous le collecteur et le résonateur périodique, extraction du rayonnement par couplage entre le guide de sortie et la structure à ondes lentes). Autant d'aspects complexes qui seront abordés dans le chapitre suivant. En ce sens, le dispositif de MILO anglais développé à Culham par J. W. Eastwood est plus simple dans la mesure où le collecteur est supprimé et le circuit électrique fermé axialement avec l'anode positionnée en face de la cathode, séparée d'une longueur dans le vide dont la distance est calculée pour permettre les conditions

d'isolement magnétique en amont sous la structure périodique évasée dite « taper ». Le résonateur périodique à 9 cellules du MILO anglais [EASTWOOD, 98] est donc progressivement ouvert sur la sortie du tube simplifiant les conditions de couplages électromagnétiques. Une simulation complète du prototype anglais est présentée en annexe (Annexe D).

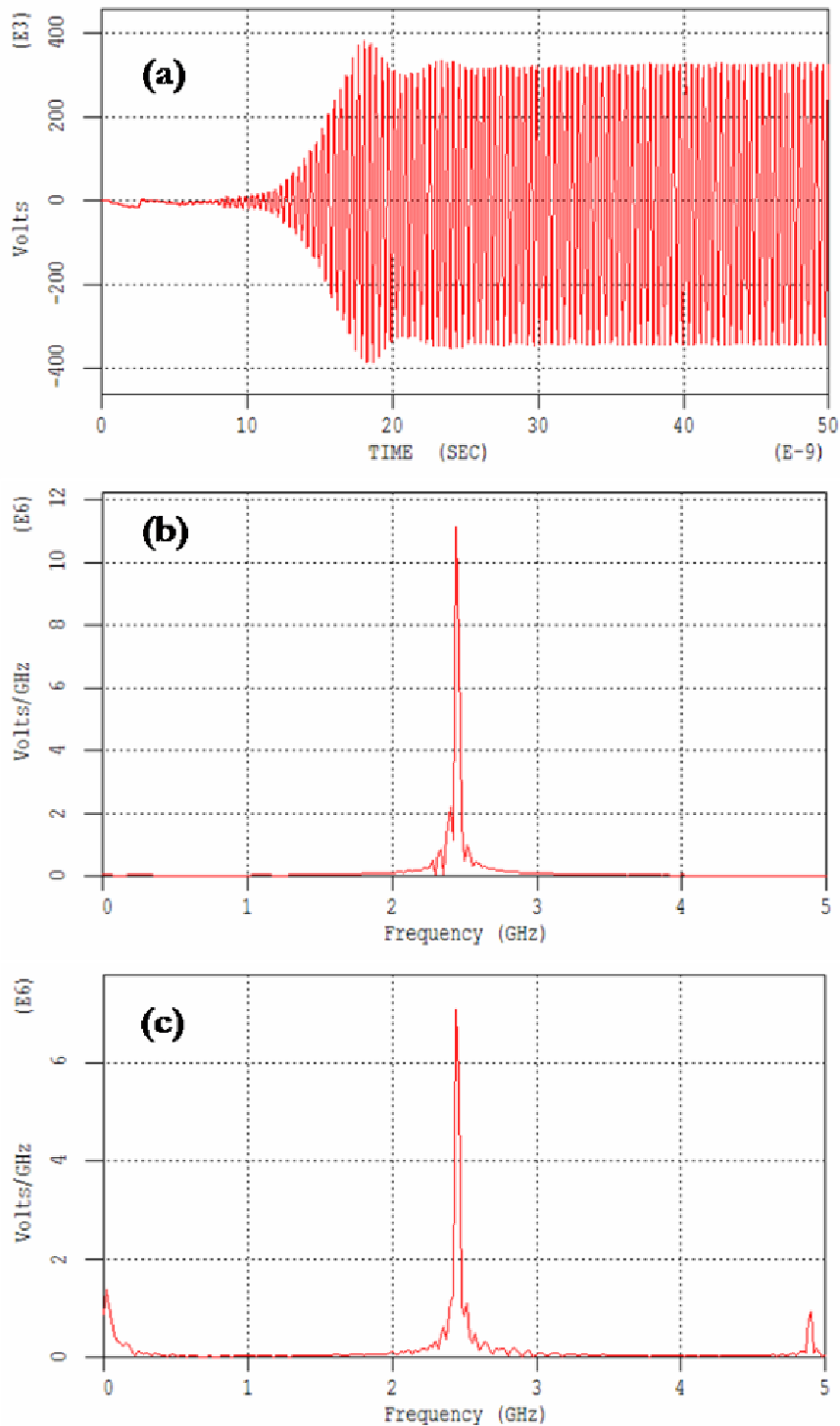


Figure II-17: Signal de tension et transformée de Fourier temporelle ; (a) Représentation de la tension alternative dans le résonateur périodique à 4 cellules, (b) Transformée de Fourier du signal de tension (a), (c) Transformée de Fourier du signal de tension au port de sortie. La fréquence d'oscillation du MILO compact dessiné suivant les figures II-12 est de 2,44 GHz.

A titre d'illustration et afin de mettre en évidence le caractère réduit du MILO LPTP, on présente sur les figures II-18 les caractéristiques oscillantes du résonateur périodique constituant le MILO US Air – Force. Compte tenu des dimensions, la longueur d'impulsion est choisie et égale à 100 ns. Les résultats obtenus sont analogues à ceux du MILO LPTP avec une fréquence d'oscillation du tube divisée par 2, soit 1,22 GHz et un régime de saturation atteint au bout de 50 ns environ, justifiant la longueur totale d'impulsion nécessaire au moins supérieure à 50 ns.

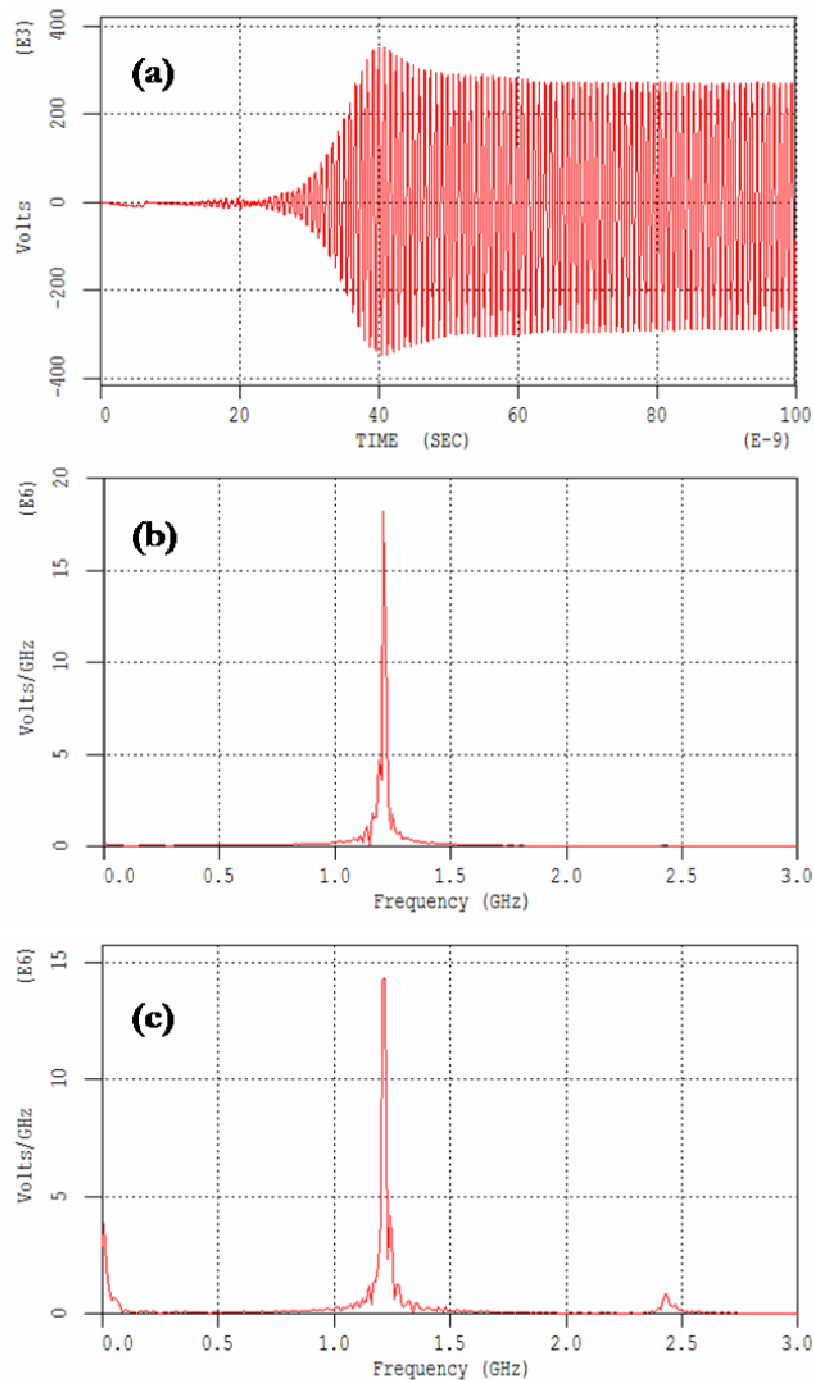


Figure II-18: Mise en évidence de l'oscillation du MILO US Air – Force à la fréquence de 1,22 GHz. (a) Représentation de la tension alternative mesurée sur une période du résonateur, (b) Transformée de Fourier associée au signal (a), (c) Transformée de Fourier du signal de tension au port de sortie et apparition de la première harmonique.

Dans les deux dispositifs de MILO étudiés, la tension de fonctionnement est de 500 kV. Puisque le rapport des rayons de cathode et d'anode est constant dans les deux systèmes, la mesure de tension dans le résonateur périodique sur une longueur de segment égale à une période au niveau du rayon de la structure à ondes lentes conduit environ à la même amplitude du signal de tension, soit 300 kV environ (figure II-17a et II-18a). Dans le cas des dimensions réduites, une telle tension peut s'avérer néfaste au fonctionnement du tube et provoquer des claquages entre les disques de la structure à ondes lentes. C'est l'un des points délicats dont il faudra tenir compte lors de la mise en route de l'expérience à l'échelle 1/2.

II-5-3 La puissance hyperfréquence de sortie

Sur la ligne verticale du port de sortie caractérisant la surface de sortie dans le modèle 2D, on peut calculer le flux du vecteur de Poynting traversant cette surface et on obtient la puissance hyperfréquence instantanée extraite du tube MILO à la fréquence d'oscillation du dispositif (figure II-19a et II-20a). Pour obtenir la puissance moyenne effective du signal hyperfréquence de sortie, on applique un filtre temporel qui permet d'éliminer les oscillations indésirables multiples de la fréquence d'oscillation fondamentale. Le pas de temps du filtre considéré correspond à la période des oscillations hyperfréquences du résonateur périodique, soit l'inverse de la fréquence d'oscillation du tube. En appliquant ce filtre aux puissances instantanées calculées à partir du flux du vecteur de Poynting à la surface du port d'entrée et du port de sortie, on obtient dans le premier cas la puissance électrique totale délivrée par le générateur, identique au produit de la tension modifiée par le courant maximal de la ligne en fonction du temps et dans le deuxième cas, la puissance moyenne hyperfréquence extraite du MILO. Les résultats sont présentés sur les figures II-19b et II-20b. On constate immédiatement que les deux configurations donnent des puissances voisines. Notamment, la puissance de sortie est de 1,5 – 1,6 GW. Le système optimisé par l'US Air – Force a permis d'atteindre des puissances crêtes de l'ordre de 2 GW [HAWORTH, 98]. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, il est possible d'augmenter la puissance hyperfréquence de sortie en optimisant la géométrie des sections de couplages électromagnétiques, ce que nous analyserons pour notre dispositif compact. De plus, l'étude du rapport entre la puissance électrique incidente totale et la puissance hyperfréquence de sortie donne environ les mêmes rendements quelles que soient les dimensions du système. Une évaluation rapide, à partir des figures II-19b et II-20b, conduit à un rendement global de 6%. Bien que cette valeur soit faible par rapport aux tubes conventionnels à champs croisés [LEBLOND, 72 ; GILMOUR, 86], le rendement du MILO est globalement plus élevé que celui

des tubes micro – ondes de puissance à cathode explosive du type Vircator [BENFORD, 92 ; BARKER, 01].

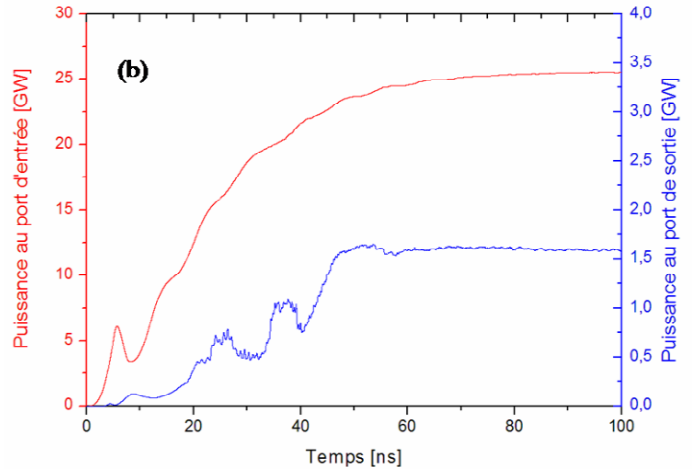
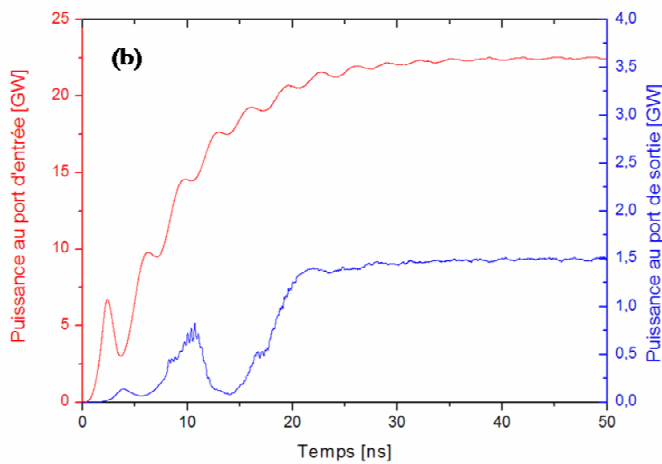
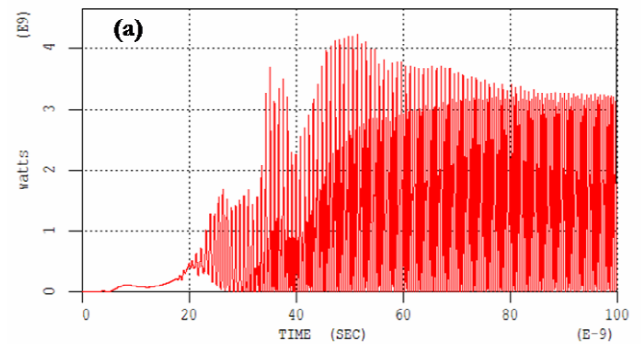
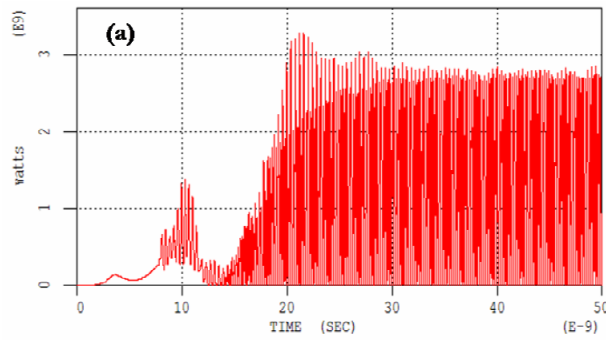


Figure II-19: MILO LPTP ; (a) Puissance hyperfréquence de sortie, (b) Représentation de la puissance moyenne au port d'entrée et de la puissance moyenne au port de sortie. Les oscillations de la courbe rouge proviennent de l'impulsion de tension modifiée de la figure II-12a multiplié par le courant total de la ligne coaxiale.

Figure II-20: MILO US Air – Force ; (a) Puissance hyperfréquence de sortie, (b) Représentation de la puissance moyenne au port d'entrée et de la puissance moyenne au port de sortie. Le filtre temporel utilisé correspond à la période des oscillations du dispositif.

II-6 Conclusions

Les résultats de simulation énoncés dans les paragraphes précédents ont permis de retrouver les ordres de grandeurs régissant les lois de courant, la fréquence d'oscillation des dispositifs et les puissances mises en jeu. Cette analyse a le mérite de pouvoir également valider le code MAGIC et de fournir des informations complémentaires comme l'évolution temporelle des phases successives de fonctionnement conduisant au rayonnement hyperfréquence. Cette étude permet de caractériser de façon dynamique le fonctionnement du MILO et ainsi de prévoir le générateur haute tension qu'il faut connecter pour piloter un tel dispositif. La comparaison entre le système développé par l'US Air – Force et celui à l'échelle réduite de moitié permet de fournir des informations sur le dimensionnement physique du générateur. Dans le cas d'un système compact, il est possible de réduire la durée d'impulsion et d'atteindre encore les conditions d'oscillation du

tube. Typiquement pour une durée d'impulsion de 50 ns, le temps de montée du signal de tension doit être suffisamment rapide pour atteindre plus tôt l'émission micro-onde et ainsi obtenir une durée d'impulsion hyperfréquence qui soit la plus longue possible. L'ordre de grandeur du temps de montée se situe entre 2 et 5 ns et dépend fortement des caractéristiques du circuit interne du générateur. On remarquera aussi qu'une longueur d'impulsion rectangulaire est préférable avec cependant une limite inférieure à la microseconde afin d'éviter les effets de « pulse shortening » liés aux contraintes technologiques de la cathode notamment. Enfin, pour emmagasiner suffisamment d'énergie dans le résonateur, le générateur haute tension doit délivrer une grande quantité d'énergie au faisceau d'électrons, sachant que seulement 6% de la puissance électrique initiale est convertie en puissance hyperfréquence rayonnée vers l'extérieur. Considérant la tension de fonctionnement de 500 kV, un courant total maximum de 46 kA, soit une impédance de 11Ω , et une longueur d'impulsion de 50 ns, le minimum d'énergie stockée dans le générateur doit donc être au moins de l'ordre du kilojoule. Ces caractéristiques permettent d'envisager des générateurs compacts où le volume de stockage énergétique peut être divisé par 8 lorsque l'on considère un dispositif réduit de moitié. Ainsi, le générateur à envisager doit être un générateur de courant dont l'impulsion est suffisamment longue pour atteindre d'une part le régime d'isolement magnétique et d'autre part le régime d'oscillation. Les temps liés à l'établissement de ces processus pompent beaucoup d'énergie en amont et sont responsables du faible rendement des tubes MILO. La réduction des dimensions du tube permet de réduire également le temps de pompage pour la tenue sous vide et d'atteindre un bon vide autour de 8.10^{-6} mbar.

CHAPITRE III
La structure électromagnétique du MILO
(Théorie et résultats de simulations 2D)

Dans le MILO, la structure électromagnétique dans laquelle interagit le faisceau d'électron est constituée d'un résonateur connecté à un guide de sortie, permettant l'extraction du rayonnement micro-onde. Le résonateur est une cavité dans laquelle le faisceau d'électron transfère de l'énergie, cinétique ou potentielle, sous forme d'énergie électromagnétique. Sa particularité est de stocker cette énergie pendant le processus de transfert. Le guide d'onde de sortie permet, quant à lui, d'extraire une partie de l'énergie stockée afin de la transmettre vers l'extérieur via une antenne, produisant ainsi l'émission hyperfréquence. La difficulté de réaliser un tel dispositif réside dans la façon dont il faut coupler le résonateur au guide pour garantir un rendement optimal en sortie de diode. Dans ce chapitre, nous aborderons dans un premier temps quelques généralités sur les cavités électromagnétiques afin d'introduire les grandeurs physiques qui permettent de décrire les processus de stockage énergétique, limités par plusieurs sources de pertes que nous définirons. Nous évoquerons ensuite le cas particulier de la cavité périodique avant d'aborder le cas plus complexe du MILO. Dans ce dernier cas, nous confronterons des simulations « à froid » (sans faisceau) avec des raisonnements qualitatifs tirés des développements précédents afin de comprendre les mécanismes de couplage entre les différentes sections résonantes constituant l'ensemble de la structure électromagnétique du tube.

I- Généralités sur les cavités électromagnétiques

Les résonateurs utilisés comme cavités micro-ondes peuvent être modélisés par un circuit RLC équivalent. Nous distinguons deux cas : le circuit série et le circuit parallèle.

I-1 Le circuit RLC série

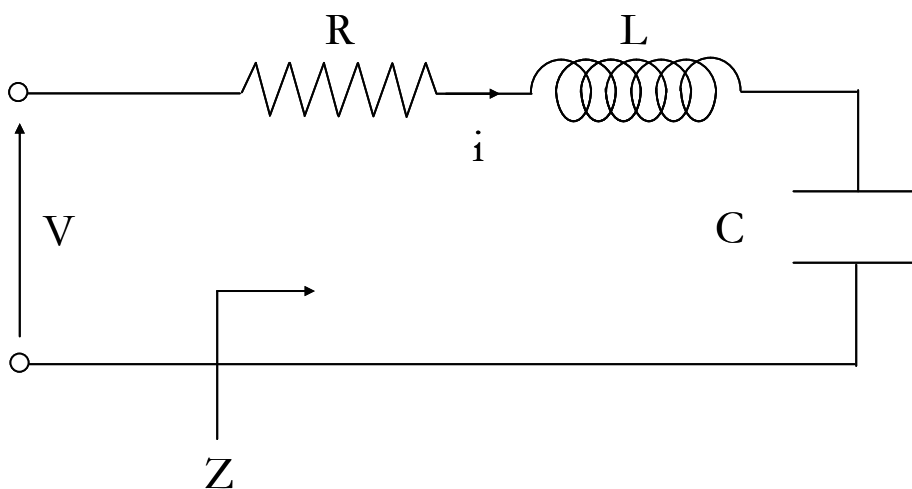


Figure III-1: Schéma équivalent d'une cavité en circuit RLC série.

En écrivant la somme des tensions dans le circuit équivalent de la figure III-1, le système est complètement décrit par l'équation intégral-différentielle :

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \int \frac{i}{C} dt = V \quad (\text{III-1})$$

En supposant la cavité préalablement chargée, on étudie la décroissance des oscillations libres ($V=0$) due à la présence des paramètres résistifs, contenus de façon générale dans la résistance globale R . L'équation précédente peut alors s'écrire :

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0 \quad (\text{III-2})$$

Sans la présence du second terme, dissipatif, l'équation (III-2) se ramène à celle d'un oscillateur harmonique de pulsation propre $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

I-1-1 Résolution de l'équation différentielle associée au circuit série

Posons le discriminant du polynôme caractéristique associé à l'équation (III-2):

$$\Delta = \left(\frac{R}{L}\right)^2 - \frac{4}{LC} = \left(\frac{R}{L}\right)^2 \left[1 - 4\left(\frac{L\omega_0}{R}\right)^2\right] = \left(\frac{R}{L}\right)^2 (1 - 4Q^2) \quad (\text{III-3})$$

avec $Q = L\omega_0/R$, un coefficient sans dimension. On suppose le circuit peu dissipatif, à savoir $R \ll L\omega_0$, soit $Q \gg 1$; le discriminant Δ est négatif dans ce cas. Ainsi, l'équation (III-2) admet deux solutions complexes conjuguées x_1 et x_2 , telles que :

$$x_{1,2} \approx -\frac{R}{2L} \pm j\omega_0$$

D'où la solution générale de l'équation (III-2) :

$$i(t) = i_0 \exp\left[-\frac{R}{2L}t\right] \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (\text{III-4})$$

avec, à $t = 0$, $i(0) = i_{\max} = i_0$, ce qui impose $\varphi = \pi/2$.

En toute généralité, (III-4) décrit un régime pseudo-périodique amorti que l'on peut écrire :

$$i(t) = i_0 \exp\left[-\frac{\omega_0}{2Q}t\right] \cos(\omega_0 t) \quad (\text{III-5})$$

Cette solution est mise en évidence sur la figure III-2 :

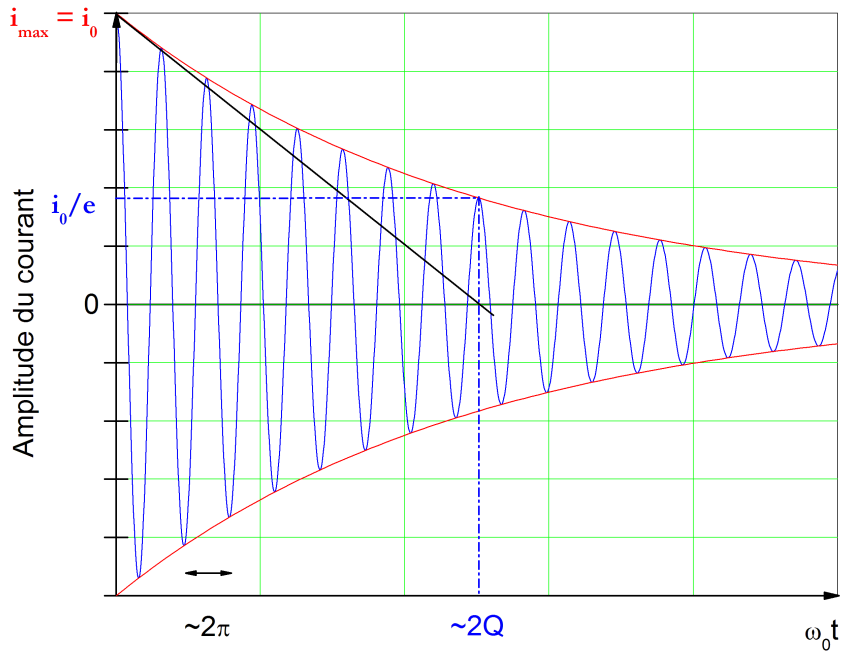


Figure III-2: Signal pseudo-périodique amorti, solution de l'équation (III-2)

Le terme exponentiel de (III-5) conditionne l'amortissement du signal pseudo-périodique (courbe rouge sur la figure III-2). Le paramètre Q est proportionnel au temps d'amortissement, τ .

$$\tau \sim \frac{2Q}{\omega_0} \quad (\text{III-6})$$

Par analogie avec les cavités électromagnétiques, la résistance R , et donc Q^{-1} , caractérise les parois de la structure ou tout autre matériau susceptible d'engendrer des pertes ohmiques, comme un diélectrique par exemple. Toutes ces pertes sont provoquées par autant de résistances équivalentes, montées en série, qui diminuent le coefficient Q [SLATER-50].

I-1-2 Impédance série du circuit RLC, conditions de résonance

Reprenons à présent l'équation (III-1) dans le cas d'une tension alternative appliquée V d'amplitude non nulle. Dans ce cas, les oscillations sont forcées dans la cavité et limitées par les pertes dues aux effets résistifs (figure III-1).

On utilise la notation complexe $\exp[j\omega t]$ et on forme l'impédance complexe du circuit série à partir de (III-1), en posant $V = Zi$:

$$Z = R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \quad (\text{III-7})$$

En introduisant la pulsation propre ω_0 et en divisant l'expression (III-7) par $L\omega_0$, on obtient :

$$\frac{Z}{L\omega_0} = \frac{R}{L\omega_0} + j\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \quad (\text{III-8})$$

Puisque R caractérise la résistance série équivalente du circuit, par analogie avec les cavités et compte tenu de ce qui a été évoqué à la fin de III-I-1-1, on peut écrire que $R = \sum_i R_i$, où les R_i désignent toutes les sources résistives. Ainsi, prenant en compte la résistance dans les parois de la cavité ainsi que d'autres sources de pertes dans R_i , par la présence d'un diélectrique par exemple [SLATER-50], on peut écrire (III-8) sous la forme :

$$\frac{Z}{L\omega_0} = \frac{R_{\text{parois}}}{L\omega_0} + \frac{R_{\text{diélectrique}}}{L\omega_0} + j\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \quad (\text{III-9})$$

En faisant intervenir la notation Q, on a :

$$\frac{Z}{L\omega_0} = \frac{1}{Q_{\text{parois}}} + \frac{1}{Q_{\text{diélectrique}}} + j\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \quad (\text{III-10})$$

soit, en rapprochant de (III-8),

$$\boxed{\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{parois}}} + \frac{1}{Q_{\text{diélectrique}}}} \quad (\text{III-11})$$

On peut donc définir l'amplitude du courant en fonction de la pulsation :

$$i = \frac{\left(\frac{1}{L\omega_0}\right)}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 + \frac{1}{Q^2}}} V \quad (\text{III-12})$$

Compte tenu de (III-12), l'amplitude du courant i est maximum pour une admittance Y maximum, ce qui implique,

$$i_{\text{max}} = \frac{Q}{L\omega_0} V = \frac{1}{Z_{\text{min}}} V = Y_{\text{max}} V \quad (\text{III-13})$$

Nous portons, sur le graphe de la figure III-3, l'amplitude du courant en fonction de la pulsation ω , autour de la pulsation de résonance ω_0 . On remarque que l'expression (III-12), à proximité de son maximum, définit un profil Lorentzien et décrit de façon générale les figures de résonances des cavités électromagnétiques.

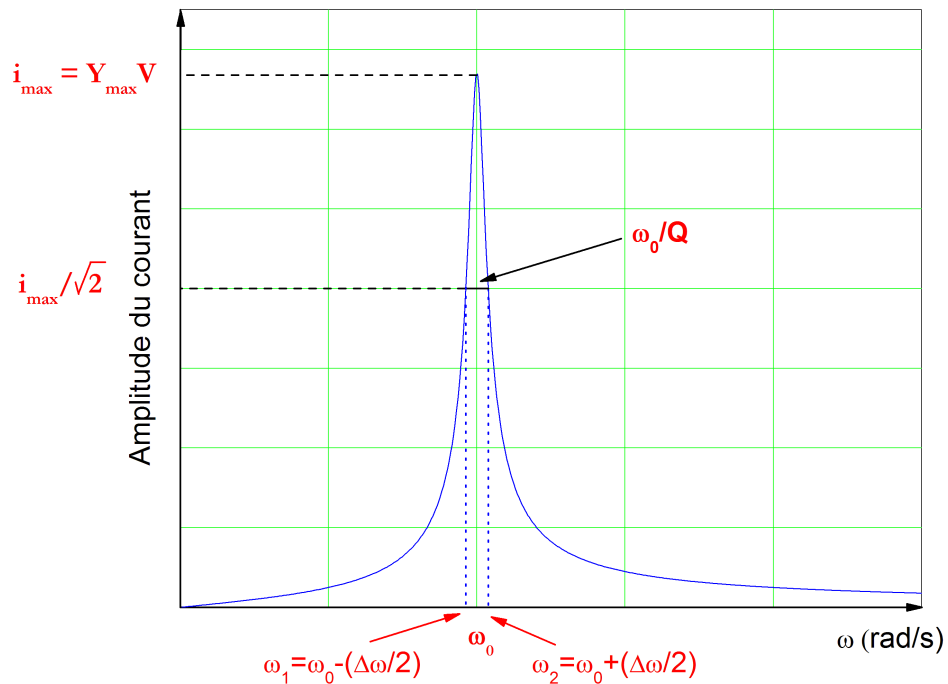


Figure III-3: Amplitude du courant en fonction de la pulsation autour de la résonance ω_0

La figure III-3 met en évidence les grandeurs physiques qui interviennent lorsque la cavité est en condition de résonance. On peut les résumer ainsi :

- Le courant maximum est proportionnel à l'admittance maximum du circuit.
- La largeur à mi-hauteur de la résonance est obtenue lorsque le courant maximum est réduit de $\sqrt{2}$. Cela impose la condition sur la pulsation ω :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 = \frac{1}{Q^2} \quad (\text{III-14})$$

La résolution de (III-14) conduit aux solutions réelles positives suivantes :

$$\text{D'où} \quad \left\{ \begin{array}{l} \omega_{1,2} = \mp \frac{\omega_0}{2Q} + \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{4Q^2}} \\ \omega_2 - \omega_1 = \frac{\omega_0}{Q} \end{array} \right. \quad (\text{III-15})$$

La largeur de la résonance est alors définie de la façon suivante :

$$\boxed{\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q}} \quad (\text{III-16})$$

Plus Q augmente, plus la largeur de bande diminue et plus la courbe de la figure III-3 est piquée. Le courant maximum augmente d'après (III-13). Il est donc limité par la résistivité des matériaux constituant les parois de la cavité.

- La cavité réagit de façon sélective aux fréquences injectées. Elle joue le rôle d'un filtre passe-bande dans le sens où les basses et hautes fréquences situées de part et d'autre de la fréquence de résonance sont coupées [POZAR, 98].
- Il faut remarquer aussi qu'à haute fréquence ($> 1\text{GHz}$) les paramètres L et R peuvent dépendre de ω . En effet, lorsque la pulsation augmente, la résistance R équivalente du circuit augmente à cause de l'effet de peau dans les parois de la cavité notamment. Les courants circulent sur des nappes de plus en plus minces, ce qui a pour effet de diminuer les effets inductifs par augmentation des effets capacitifs provoqués par la proximité des courants. Ainsi, lorsque ω augmente, R augmente et L diminue. Le coefficient Q peut être considéré ne dépendant pas de ω en première approximation [BRUHAT, 63].

Enfin, si l'on admet des parois parfaitement conductrices (conductivité infinie), la résistance R devient nulle, par suite Q est infini et le courant maximum donné par (III-13) est lui aussi infini.

→ Ainsi, les pertes par dissipation dans les résistances équivalentes constituant la cavité limitent le courant maximum et augmentent la bande passante du résonateur.

→ Puisque la cavité électromagnétique est un filtre passe bande, le système entre en résonance lorsque la pulsation des oscillations forcées dans le résonateur est voisine de celle des oscillations propres de la structure. Par suite, le système résonne lorsque la pulsation est comprise dans une bande ω_0/Q autour de ω_0 [BRUHAT, 63].

I-2 Le circuit RLC parallèle

Reprenons la même démarche qu'au paragraphe précédent pour le cas du circuit RLC monté en parallèle (figure III-4).

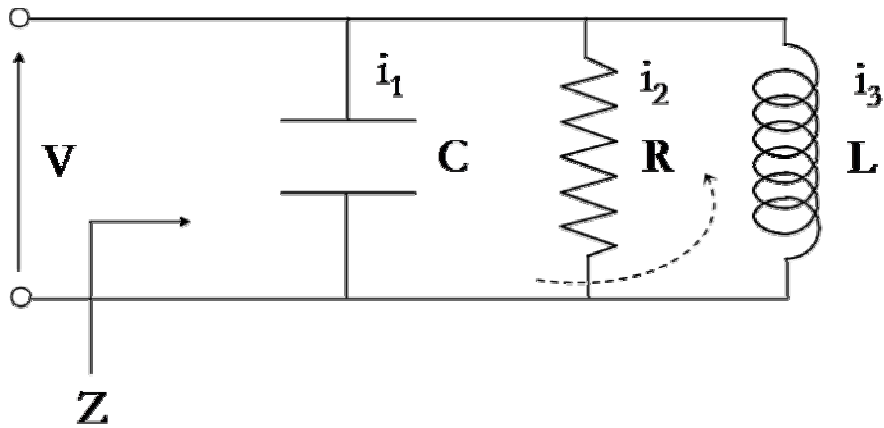


Figure III-4: Schéma équivalent d'une cavité en circuit RLC parallèle.

En appliquant la loi des courants au circuit de la figure III-4, on obtient l'équation intégrodifférentielle suivante :

$$C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R} + \int \frac{V}{L} dt = 0 \quad (\text{III-17})$$

soit,

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \frac{1}{RC} \frac{dV}{dt} + \omega_0^2 V = 0 \quad (\text{III-18})$$

Par analogie avec le cas traité au paragraphe III-I-1, une solution de (III-18) est :

$$V(t) = V_0 \exp\left[-\frac{1}{2RC} t\right] \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (\text{III-19})$$

En imposant les conditions initiales telles que, à $t = 0$, $V(0) = V_{\max} = V_0$ et en posant le paramètre sans dimension $Q = RC\omega_0$, (III-19) s'écrit en toute généralité,

$$V(t) = V_0 \exp\left[-\frac{\omega_0}{2Q} t\right] \cos(\omega_0 t) \quad (\text{III-20})$$

Ainsi, quelle soit la définition du coefficient Q dans le cas du circuit série ou parallèle, l'expression (III-20) est analogue à (III-5). Ce qui amène à définir de façon générale le paramètre Q .

I-3 Définition et interprétation physique du paramètre Q

Comme à la section III-I-1-2, on peut définir l'impédance complexe du circuit parallèle de la figure III-4, à partir de (III-17). Son inverse donne l'admittance complexe suivante :

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{R} + j\left(C\omega - \frac{1}{L\omega}\right) \quad (\text{III-21})$$

d'où

$$Y = C\omega_0 \left[\frac{1}{RC\omega_0} + j \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] \quad (\text{III-22})$$

L'expression (III-22) permet de former l'amplitude de la tension en fonction de la pulsation,

$$V = \frac{1/C\omega_0}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 + \frac{1}{Q^2}}} i \quad (\text{III-23})$$

Si on se place à la résonance, telle que $\omega = \omega_0$ et $L\omega_0 = \frac{1}{C\omega_0}$, (III-23) s'écrit :

$$\boxed{V_{\max} = L\omega_0 Q i} \quad (\text{III-24})$$

L'expression (III-24) montre que la tension aux bornes du circuit RLC parallèle est maximum pour une impédance maximum.

Pour établir l'expression (III-20), nous avons considéré $Q \gg 1$ (§ III-I-1-1). Ainsi, plus R augmente, plus Q augmente, le courant circulant dans le circuit bouchon se répartissant entre la capacité et la self. Dans ce cas, l'expression (III-23) montre qu'à la résonance, la tension aux bornes du circuit RLC augmente, de la même façon que le courant augmente dans le cas du circuit RLC série (§ III-I-1-2). Ainsi, pour limiter la surtension aux bornes des composants du circuit et notamment aux bornes du condensateur C, il convient de limiter le facteur Q. Par suite, Q est appelé le **coefficient de surtension**. Par analogie, un régime de surtension dans les cavités micro-ondes se traduit par des claquages RF.

Le coefficient de surtension Q définit le caractère plus ou moins aigu de la résonance du circuit. On dit qu'il définit aussi la **qualité** de la résonance.

I-4 Le coefficient de surtension propre d'une cavité

A partir des expressions (III-5) et (III-20), on peut écrire la décroissance de l'énergie stockée dans une cavité électromagnétique. Les amplitudes de V et I décroissent comme $\exp\left[-\frac{\omega_0}{2Q}t\right]$.

L'énergie dans la cavité décroît comme le carré de l'amplitude, soit $\exp\left[-\frac{\omega_0}{Q}t\right]$. La décroissance

de l'énergie par unité de temps est donc égale à $\frac{\omega_0}{Q}$ fois l'énergie stockée au départ dans la cavité, permettant ainsi de définir le **coefficient de surtension propre** :

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_T}{\left(\frac{dW}{dt}\right)} \quad (\text{III-25})$$

avec $W_T = W_E + W_M$ (W_E étant l'énergie emmagasinée sous forme électrique et W_M , l'énergie emmagasinée sous forme magnétique). En introduisant la puissance instantanée P perdue à chaque instant t , la relation (III-25) s'écrit sous la forme :

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W_T}{P} \quad (\text{III-26})$$

Il existe plusieurs sources de pertes dans la cavité, certaines déjà énoncées dans les paragraphes précédents. Nous pouvons les recenser comme suit :

- Les pertes par effet Joule dans les parois, P_{parois} ;
- Les pertes dans un milieu diélectrique, $P_{\text{diélectrique}}$;
- Les pertes par couplage vers l'extérieur, via un guide d'onde par exemple, P_{ext} .

Les pertes totales s'ajoutent :

$$P = P_{\text{parois}} + P_{\text{diélectrique}} + P_{\text{ext}} \quad (\text{III-27})$$

Ainsi, on peut écrire l'inverse du coefficient de surtension propre, d'après (III-27) que l'on reporte dans (III-26) :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{P_{\text{parois}}}{\omega_0 W_T} + \frac{P_{\text{diélectrique}}}{\omega_0 W_T} + \frac{P_{\text{ext}}}{\omega_0 W_T} \quad (\text{III-28})$$

Soit, en introduisant les coefficients de surtension partielle associé à chacune de ces pertes,

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{\text{parois}}} + \frac{1}{Q_{\text{diélectrique}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (\text{III-29})$$

Q_{int} est le coefficient de surtension partielle qui regroupe les coefficients de surtension interne à la cavité (pertes dissipatives). Q_{ext} est le coefficient de surtension partielle extérieur (perte par couplage). La relation (III-29) montre que toute cause de perte supplémentaire contribue à abaisser la surtension propre de la cavité. Ces pertes affectent également les figures de résonance. Elles sont caractérisées par l'augmentation des largeurs de bande.

II- La cavité périodique du type Magnétron

Il existe des résonateurs composés de plusieurs cellules identiques couplées entre elles. Lorsque le nombre N de cellules tend vers l'infini on obtient **une ligne périodique** caractérisée en particulier par son **diagramme de dispersion**. On peut caractériser le résonateur à N cellules à partir des propriétés de la ligne périodique.

II-1 Impédance d'un résonateur comportant plusieurs cavités couplées

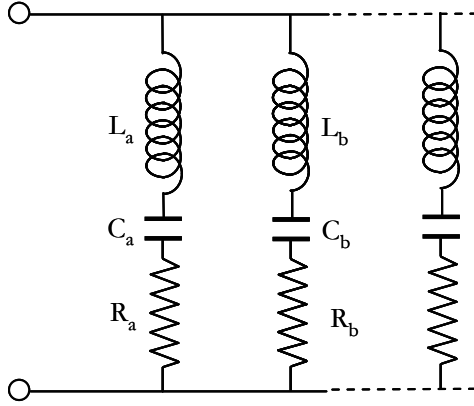


Figure III-5a: Circuits résonants séries montés en parallèle

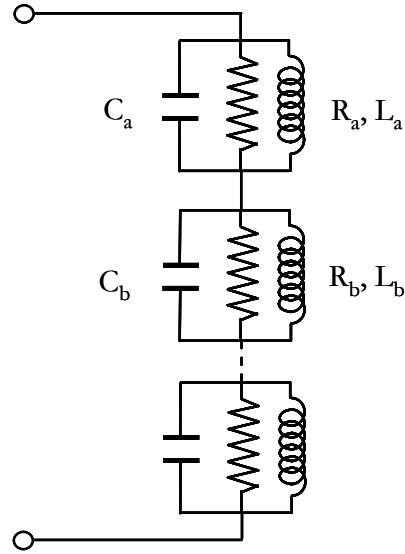


Figure III-5b: Circuits résonants parallèles montés en série

Un résonateur, admettant de façon générale plusieurs fréquences de résonances, peut être modélisé suivant le cas des figures III-5. Dans le cas de la figure III-5a, chaque portion de circuit série est parcourue par un courant différent dont la somme est fonction de la somme des admittances de chacun des circuits, montés en parallèle. Alors que, pour le cas de la figure III-5b, chaque portion de circuit parallèle est parcourue par le même courant total. Ainsi, la tension équivalente aux bornes de l'ensemble est égale à la somme des tensions partielles de chaque cellule, dont l'impédance équivalente est égale à la somme des impédances partielles [BRUHAT, 63]. L'impédance complexe équivalente du résonateur schématisé selon le cas de la figure III-5b s'écrit donc comme suit [SLATER, 50] :

$$Z = \sum_a \frac{c_a}{j \left(\frac{\omega}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega} \right) + \frac{1}{Q_{0,a}}} \quad (\text{III-30})$$

avec $Q_{0,a}$ le coefficient de surtension propre de la structure résonante relatif au mode a et c_a , un coefficient de couplage d'une section résonante avec la cavité.

Si on considère une cavité simple, court-circuitée par des parois parfaitement conductrices

$\left(\frac{1}{Q_{0,a}} \sim 0 \right)$, d'après (III-30) l'impédance Z , à la résonance ω_a considérée, est infinie.

Considérons à présent une ou plusieurs ouvertures dans le résonateur. Ces ouvertures peuvent être des diaphragmes, constituant des obstacles dans le résonateur (figure III-6) ou encore un

orifice vers une sortie, sur un guide par exemple. Si les ouvertures sont petites, les pulsations de résonance ω_a comportent les pulsations propres du résonateur, à peine modifiées par la présence du couplage. Ainsi, $Q_{0;a}$ est proche du coefficient de surtension propre du résonateur et donc très grand pour des parois parfaitement conductrices (impédances partielles infinies à chaque résonance). A l'inverse si les ouvertures sont plus importantes, le couplage entre les différentes sections résonantes est plus fort et, bien que les parois soient parfaitement conductrices, le paramètre $\frac{1}{Q_{0;a}}$ devient non nul et le coefficient de surtension interne au résonateur s'écrit :

$$\frac{1}{Q_{\text{int}}} = \sum_a \frac{c_a}{Q_a} = \sum_a \frac{1}{Q_{0;a}} \quad (\text{III-31})$$

Les Q_a sont les coefficients de surtension partielle dans le résonateur, responsables du couplage entre les différentes cavités le constituant. Le coefficient de surtension propre du résonateur à la résonance ω_a prend donc en compte le couplage avec les sections résonantes constituant la structure complète [GOUDET, 55].

Pour résumer, tant que les modes existant dans le résonateur n'interfèrent pas entre eux, le système global se comporte comme une succession de cavités indépendantes où les coefficients de surtension partielle aux résonances ω_a sont ramenés aux coefficients de surtension propre de chaque cavité. Nous allons à présent utiliser et appliquer ces propriétés à un résonateur présentant des obstacles périodiques.

II-2 La structure périodique

II-2-1 Particularité des résonateurs couplés par des iris

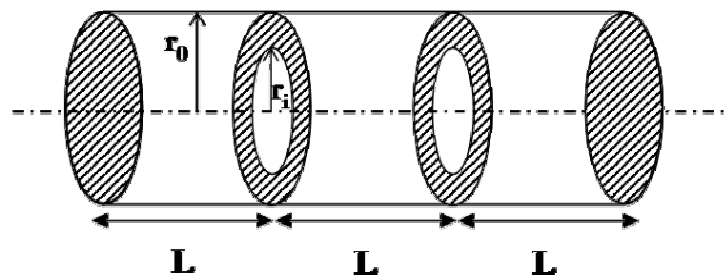


Figure III-6: Cavités couplées par des iris.

Dans ce qui suit, nous étudions un résonateur limité par des parois parfaitement conductrices, présentant un ou plusieurs iris de couplage, limitant des cavités de longueur caractéristique L (figure III-6). La structure dans son ensemble constitue un ensemble de résonateurs couplés, dont l'impédance équivalente est décrite par l'expression (III-30).

D'après [SLATER, 50], la somme des termes de (III-30) est équivalente à une expression générale proportionnelle à $\tanh(\gamma_1 L)$, de telle sorte que :

$$Z = Z_1 \tanh(\gamma_1 L) = jZ_1 \tan(-j\gamma_1 L) \quad (\text{III-32})$$

avec γ_1 une constante de propagation dans la section résonante d'impédance Z_1 , que l'on décompose comme $\alpha_1 + j\beta_1$ où α_1 est un coefficient d'atténuation (ou d'amplification suivant le signe) et β_1 le nombre d'onde décrivant la propagation des ondes électromagnétiques [HUTTER, 60]. Pour des parois parfaitement conductrices, il n'y a pas d'atténuation, et on obtient :

$$Z = jZ_1 \tan(\beta_1 L) \quad (\text{III-33})$$

En rapprochant (III-33) de (III-30), lorsque l'impédance équivalente Z est infinie à chaque pulsation de résonance ω_a (ce qui revient à considérer chaque cellule de longueur L comme indépendante), l'expression (III-33) est également infinie pour $\beta_1 L = m \frac{\pi}{2}$ avec $m = 1, 3, 5, \dots$

Or, $\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda}$, ce qui implique :

$$\boxed{L = m \frac{\lambda}{4}} \quad (m \text{ impair}) \quad (\text{III-34})$$

Compte tenu de (III-34), une condition de résonance existe dans le résonateur d'impédance Z chaque fois que la longueur caractéristique L est proportionnelle au quart de la longueur d'onde. Chaque cellule de longueur L , ainsi définie, couplée via un ou plusieurs orifices, constitue un résonateur quart d'onde [SLATER, 50].

II-2-2 Propriétés des structures périodiques

Généralisons à présent la propriété précédente à une succession de cavités périodiques, de période L , couplées à l'infini par des iris espacés de L .

Les champs électromagnétiques dans la structure périodique se propagent suivant l'axe z et se décomposent en $\exp[j\omega t - \gamma z]$. Comme au paragraphe précédent, on ne considère aucune atténuation de telle sorte que γ est imaginaire pur ($\gamma = j\beta_0$). La condition de périodicité impose que la distribution du champ électromagnétique dans une cavité soit identique dans la cavité suivante, mais déphasée, compte tenu de la distance $z = L$ parcourue. La fonction la plus générale, décrivant la distribution de champs dans une cavité, fonction de z , ayant cette propriété est le produit de $\exp(-\gamma z)$ par n'importe quelle fonction périodique de z (théorème de Floquet

[COLLIN, 66 et BRILLOUIN, 53]). Cette fonction périodique peut être décomposée en série de Fourier de telle sorte que les champs s'écrivent :

$$\vec{E}(x, y, z) = \exp(-\gamma z) \sum_n \vec{E}_n(x, y) \exp\left(-j \frac{2\pi n}{L} z\right) \quad (\text{III-35})$$

d'où le nombre d'onde,

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{L} \quad (\text{III-36})$$

Le développement en série donné par (III-35), représente la superposition d'une infinité de modes se propageant dans un guide d'onde standard, chacun décalé de n fois le nombre d'onde $2\pi/L$. A l'aide de cette propriété, nous verrons qu'il est possible de déduire les diagrammes de dispersion des ondes électromagnétiques se propageant dans une structure périodique infinie à partir de ceux établis dans les guides classiques.

II-2-2-1 Le guide périodique cylindrique

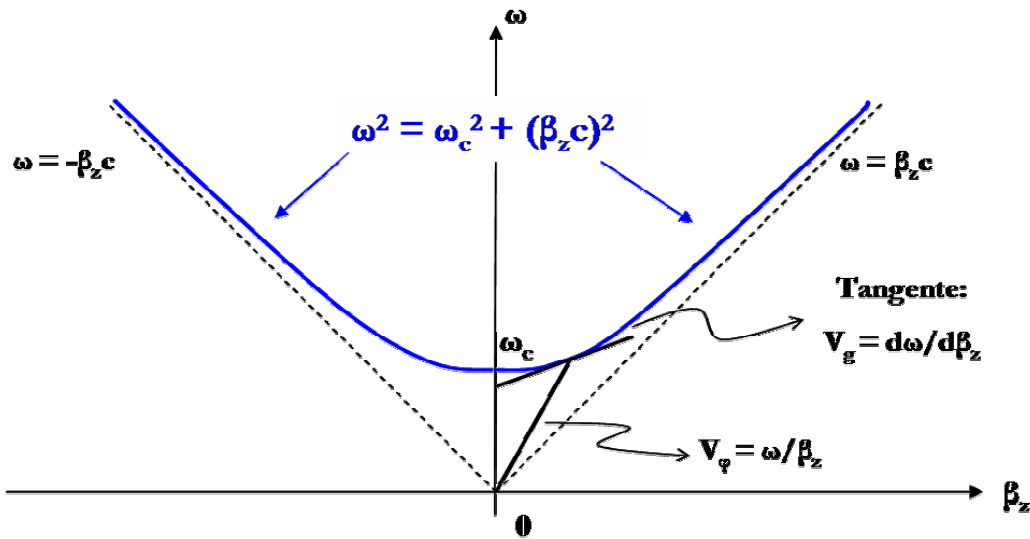


Figure III-7: Diagramme de dispersion d'un guide cylindrique infini
(Représentation du mode fondamental, courbe bleue)

A partir des équations de Maxwell développées dans le vide (pas de charges, ni de courants), on peut former l'équation décrivant la dispersion des ondes dans le guide cylindrique. On obtient :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{III-37})$$

En utilisant la décomposition du champ électrique, dans le système de coordonnées cylindriques,

$$\vec{E}(r; \theta; z; t) = \vec{E}(r; \theta) \exp[j(\omega t - \beta_z z)] \quad (\text{III-38})$$

et la relation $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E}$, (III-37) devient :

$$-\Delta_{\perp} \vec{E} + \beta_z^2 \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} \quad (\text{III-39a})$$

soit,

$$\Delta_{\perp} \vec{E} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta_z^2 \right) \vec{E} = 0 \quad (\text{III-39b})$$

En posant $\beta_c^2 = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - \beta_z^2 \right)$ et la condition de coupure définie par $\omega_c = c\beta_c$, (III-39b) s'écrit,

$$\Delta_{\perp} \vec{E} + \beta_c^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{III-39c})$$

et la relation de dispersion s'écrit :

$$\boxed{\omega = \pm \sqrt{(\omega_c^2 + \beta_z^2 c^2)}} \quad (\text{III-40})$$

La fonction $\omega = f(\beta_z)$, définie par la relation (III-40) est portée sur la figure III-7. Les ondes se propagent dans un tel guide lorsque $\omega > \omega_c$. La condition de coupure est définie par la résolution de l'équation (III-39c). La composante perpendiculaire du Laplacien en coordonnées cylindriques s'applique aux composantes spatiales dans le plan $(r; \theta)$ et décrit l'amplitude du champ dans ce plan.

Les solutions de (III-39c), pour la composante E_z , dans le cas des modes TM (transverses magnétiques, $B_z=0$) sont données par [POZAR, 98 et BENFORD, 92] :

$$E_z(r; \theta; z; t) = E_0 J_{\alpha}(\beta_c r) \exp(j\alpha\theta) \exp[j(\omega t - \beta_z z)] \quad (\text{III-41})$$

E_0 représente l'amplitude constante du champ électrique, J_{α} la fonction de Bessel de première espèce d'ordre α , $\beta_c = p_{\alpha\delta} / r_0$ la condition de coupure et d'existence de chaque mode $\text{TM}_{\alpha\delta}$ (les $p_{\alpha\delta}$ sont les $\delta^{\text{ième}}$ racines de $J_{\alpha}(x)$) et r_0 est le rayon intérieur du guide cylindrique standard considéré.

Nous venons de donner l'expression du champ E_z dans un guide cylindrique où se propagent une infinité de modes $\text{TM}_{\alpha\delta}$. On superpose, à présent, plusieurs sections de guide cylindrique de même rayon r_0 , couplée par des iris périodiques espacés de L (figure III-6). Le champ E_z de (III-41) est identique dans chaque section cylindrique, d'après le théorème de Floquet (§ III-II-2-2). Cependant, la condition de déphasage donnée par la relation (III-36) impose dans l'expression (III-40) la nouvelle relation :

$$\omega = \pm \sqrt{\left[\omega_c^2 + \left(\beta_{zn} - \frac{2\pi n}{L} \right)^2 c^2 \right]} \quad (\text{III-42})$$

L'expression (III-42) montre que $\omega = \pm\omega_c$ chaque fois que $\beta_{zn} = \frac{2\pi n}{L}$. La condition de périodicité provoque donc la translation du diagramme de dispersion de la figure III-7, de n fois $\frac{2\pi}{L}$ le long de l'axe β_{zn} (figure III-8, courbe pointillée bleue).

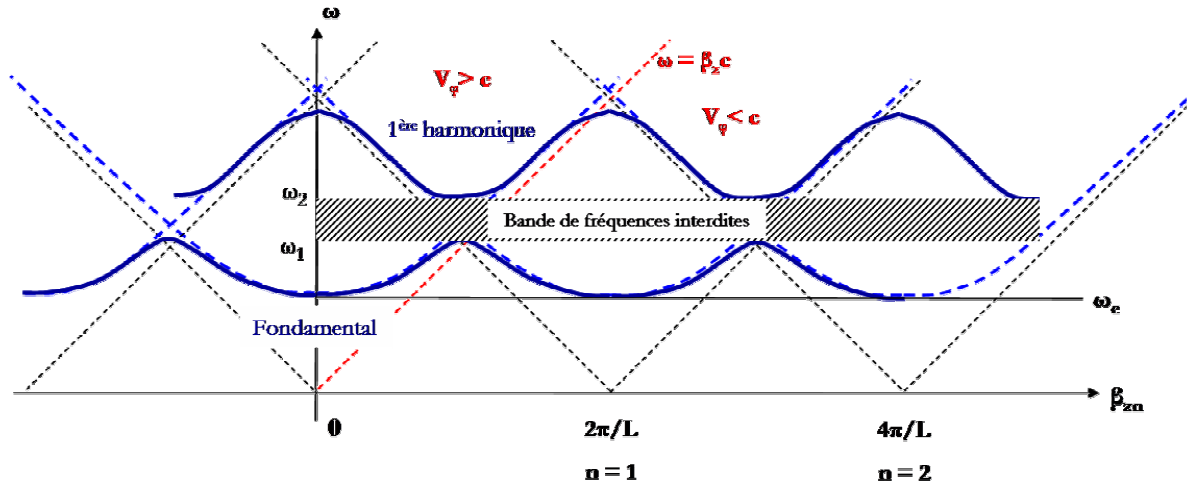


Figure III-8: Diagramme de dispersion d'un guide cylindrique présentant des diaphragmes périodiques espacés d'une longueur L (couplage du mode fondamental).

Chaque diaphragme présent dans le guide périodique se traduit localement par une discontinuité d'impédance. Suivant la longueur d'onde λ , a fortiori β_{zn} , certaines ondes électromagnétiques sont transmises ou réfléchies au niveau de ces diaphragmes. Le diagramme de la figure III-8, qui découle de la figure III-7, montre justement la superposition d'une infinité d'ondes se propageant vers les z croissants et d'ondes se propageant vers les z décroissants, le tout en régime d'interférence. Lorsque les nombres d'ondes sont différents de $(2n+1)\pi/L$, les courbes en traits plein suivent celles en pointillées. Les iris présents dans le guide modifient peu, dans ce cas, la propagation des ondes dans le guide cylindrique. On est ramené au cas de la figure III-7. A l'inverse, lorsque le nombre d'onde est voisin de $(2n+1)\pi/L$, les ondes se propageant dans le guide sont réfléchies par les diaphragmes. Les amplitudes se combinent pour former un régime d'ondes stationnaires. Il n'y a plus de propagation, les vitesses de groupe V_g sont nulles et aucune puissance n'est transportée : le guide périodique entre en résonance. Comme nous l'avons vu dans le premier paragraphe (§ III-I-1-2, figure III-3), une figure de résonance se traduit par un filtrage en fréquence dont la largeur de bande est proportionnelle à $1/Q$. Il apparaît donc sur le diagramme de la figure III-8 une bande de fréquence interdite limitée par deux fréquences de coupures ω_1 et ω_2 , que l'on appelle les fréquences de coupures basse et haute [HUTTER, 60].

Les conditions de propagation et de résonance dans la ligne périodique reposent sur le nombre d'onde β_{zn} , lui-même relié à L . L'ajustement de la longueur caractéristique L n'est pas trivial. En

effet, si L est petit, le nombre d'onde augmente et on se rapproche du cas de la figure III-7 (guide cylindrique infini standard). Les iris sont très rapprochés, le système périodique est équivalent, dans ce cas, à un cylindre standard dont le rayon intérieur est égal au rayon des iris, r_1 (figure III-6). Au contraire, lorsque L est grand, le nombre d'onde est petit. Les iris sont suffisamment écartés pour permettre un couplage plus fort entre chaque portion de guide. Cela implique, pour le système périodique, la possibilité d'interférer à plus basse fréquence avec des harmoniques d'ordre supérieur [HUTTER, 60].

Enfin, il faut remarquer qu'une telle structure périodique offre tout un continuum de vitesse de phase inférieure à c , la vitesse de la lumière (figure III-8). C'est aussi pour cela que les guides de ce type sont appelés des **structures à ondes lentes**. Il est à remarquer, également, qu'au voisinage de $V_\varphi = c$, la courbe de dispersion dont la phase est comprise entre π et 2π , située entre ω_c et la première coupure basse ω_1 , appartient à une composante régressive du champ électromagnétique. C'est au voisinage de ces fréquences que fonctionne et interagit le faisceau d'électrons se propageant dans un BWO (Backward Wave Oscillator) [SWEGLE, 85].

II-2-2-2 Le guide coaxial périodique

Reprenons la démarche précédente pour le cas du guide coaxial, dans le vide. La présence de l'armature centrale modifie le diagramme de dispersion des figures III-7 et III-8.

Le mode fondamental dans les guides coaxiaux est un mode TEM ($E_z = 0$ et $H_z = 0$) [COLLIN,66 et POZAR, 98]. Les champs sont transverses à la propagation. Ainsi, le champ électrique est purement radial et le champ magnétique purement azimutal (figure III-9). La distribution des champs est définie par l'équation de Laplace dans le vide :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} = 0 \quad (\text{III-43})$$

où ϕ est le potentiel entre les deux armatures conductrices. Le système coaxial considéré à la figure III-9, est invariant par rotation. Le potentiel est donc indépendant de θ et le deuxième terme de l'équation (III-43) est nul. Une solution de (III-43) respectant les conditions aux limites, $\phi = V_0$ à $r = a$ et $\phi = 0$ à $r = b$, s'écrit :

$$\phi = V_0 \frac{\ln\left(\frac{r}{b}\right)}{\ln\left(\frac{a}{b}\right)} \quad (\text{III-44})$$

En reprenant l'expression générale de la dispersion des ondes électromagnétiques, on peut réécrire l'équation (III-39c) en fonction du potentiel ϕ .

Sachant $\vec{E} = -\vec{\nabla}_\perp \phi$ et compte tenu de ce qui précède, on a :

$$\vec{\nabla}_{\perp} [\Delta_{\perp} \phi + \beta_c^2 \vec{\nabla}_{\perp} \phi] = 0 \quad (\text{III-45})$$

L'équation de Laplace (III-43) impose dans l'équation (III-45) que $\beta_c^2 = 0$. **Le mode fondamental TEM du guide coaxial a donc une fréquence de coupure nulle et une relation de dispersion telle que $\omega = \pm \beta_z c$.**

On en déduit la propagation des champs transverses en mode TEM, suivant les z croissants :

$$\vec{E}_r = -\frac{\partial \phi}{\partial r} \exp\left(-j\frac{\omega}{c}z\right) \vec{u}_r = V_0 \frac{\exp\left(-j\frac{\omega}{c}z\right)}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \vec{u}_r \quad (\text{III-46})$$

$$\vec{H}_{\theta} = \frac{|\vec{E}_r|}{Z_0} \vec{u}_{\theta} = \frac{V_0}{Z_0} \frac{\exp\left(-j\frac{\omega}{c}z\right)}{r \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \vec{u}_{\theta} \quad (\text{III-47})$$

Z_0 représente l'impédance caractéristique de l'espace libre dans le vide ($Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$).

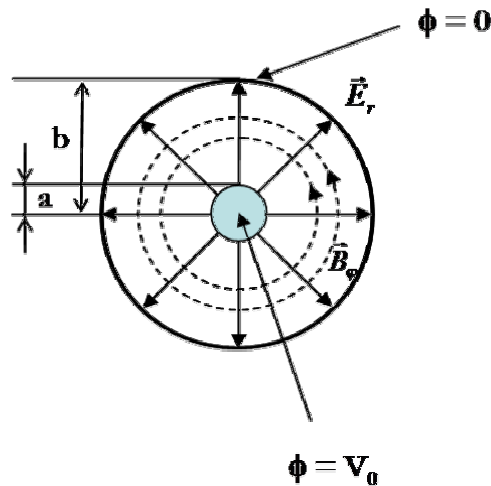


Figure III-9: Propagation du mode TEM dans le guide coaxial.

D'une façon générale, les ondes TEM peuvent exister lorsque deux conducteurs ou davantage sont présents. Les ondes planes sont des exemples d'ondes TEM, tant qu'il n'y a pas de composante de champ dans la direction de propagation [POZAR, 98].

Regardons à présent les modes d'ordre supérieur. Dans ce cas, la géométrie définie à la figure III-9 peut supporter des modes TE (Transverses Electriques) et TM (Transverses Magnétiques). La propagation des ondes est définie par l'équation (III-39c) qui permet de définir un diagramme de dispersion analogue à celui de la figure III-7. Les conditions aux limites étant différentes, les

ordres supérieurs font apparaître de nouvelles coupures. Ainsi, pour les modes TE ($E_z = 0$), la fonction génératrice de H_z est donnée par [TECH. INGE.] :

$$H_z = H_0 [J_n'(\beta_c r) Y_n(\beta_c a) - J_n(\beta_c a) Y_n'(\beta_c r)] \exp(jn\theta) \exp[j(\alpha z - \beta_z z)] \quad (\text{III-48})$$

Les J_n, J_n', Y_n et Y_n' sont respectivement les fonctions de Bessel de première et deuxième espèce, d'ordre n , avec leur dérivée associée. Les longueurs d'onde de coupure des différentes harmoniques pour les modes TE_{n1} et TE_{nm} sont définies comme suit :

$$\lambda_{c;TE_{n1}} = \frac{2\pi(b+a)}{(\alpha+1)\chi'_{n1}} \Rightarrow \omega_c = \frac{2\pi}{\lambda_{c;TE_{n1}}} c \quad (n = 1, 2, 3 \dots) \quad (\text{III-49})$$

et,

$$\lambda_{c;TE_{nm}} = \frac{2\pi(b-a)}{(\alpha-1)\chi'_{nm}} \Rightarrow \omega_c = \frac{2\pi}{\lambda_{c;TE_{nm}}} c \quad (m = 2, 3, 4 \dots \text{ et } n \text{ entier}) \quad (\text{III-50})$$

Le paramètre α désigne le rapport des rayons ($\alpha = b/a$). Les coefficients χ'_{n1} et χ'_{nm} représentent les premières et m -ièmes racines de la combinaison linéaire des fonctions de Bessel-Neumann, telle que $J_n'(\alpha\chi') Y_n'(\chi') - J_n'(\chi') Y_n'(\alpha\chi') = 0$. Les premières racines de cette équation sont tabulées et normalisées sous la forme $(\alpha+1)\chi'_{n1}$ pour $n > 0$ et $(\alpha-1)\chi'_{nm}$ pour $m > 1$, dans [MARCUVITZ, 64]¹ et reportées en annexe de cette thèse (Annexe E).

De même pour les modes TM ($H_z = 0$), la fonction génératrice de E_z est donnée par [TECH. INGE.] :

$$E_z = E_0 [J_n(\beta_c r) Y_n(\beta_c a) - J_n(\beta_c a) Y_n(\beta_c r)] \exp(jn\theta) \exp[j(\alpha z - \beta_z z)] \quad (\text{III-51})$$

Dans l'expression (III-51), seules les fonctions de Bessel de première et deuxième espèces d'ordre n interviennent. On définit les nouvelles longueurs d'onde de coupure pour les modes TM_{nm} associés :

$$\lambda_{c;TM_{nm}} = \frac{2\pi(b-a)}{(\alpha-1)\chi_{nm}} \quad (\text{III-52})$$

α désigne toujours le rapport des rayons du coaxial et les χ_{nm} sont les m -ièmes racines de la fonction $J_n(\alpha\chi) Y_n(\chi) - J_n(\chi) Y_n(\alpha\chi) = 0$. Les racines de cette équation sont également tabulées et normalisées sous la forme $(\alpha-1)\chi_{nm}$ pour $m > 1$ et reportées en annexe de cette thèse [MARCUVITZ, 64] (Annexe E).

¹ Une erreur est générée dans cet ouvrage à la page 79. La longueur d'onde de coupure du mode H_{11} (TE_{11}) est $\lambda_c = 1,945(\pi/2)(b+a)$ et non $\lambda_c = 1,873(\pi/2)(b+a)$ comme indiqué.

Considérons les expressions (III-49), (III-50), (III-52) et calculons les premières fréquences de coupure des premiers modes TE et TM, avec $\alpha=3$ ($b=3a$). On reporte les résultats dans le tableau suivant (Tableau III-1) :

Modes	TE ₁₁	TE ₂₁	TE ₃₁	TM ₀₁	TM ₁₁	TM ₂₁
Fréquences de coupure en Hz pour a en cm	2,45.10 ⁷ /a	4,67.10 ⁷ /a	6,62.10 ⁷ /a	7,39.10 ⁷ /a	7,81.10 ⁷ /a	8,93.10 ⁷ /a

Tableau III-1 : Fréquences de coupure des premiers modes TE et TM pour un guide coaxial et $\alpha = 3$.

Le mode TE₁₁ est celui qui peut se propager juste après le mode fondamental (TEM) lorsque la fréquence de coupure propre à ce mode est atteinte dans le guide [POZAR, 98].

L'ensemble des résultats évoqués jusqu'à présent dans ce paragraphe peut être résumé dans le diagramme de dispersion suivant (Figure III-10).

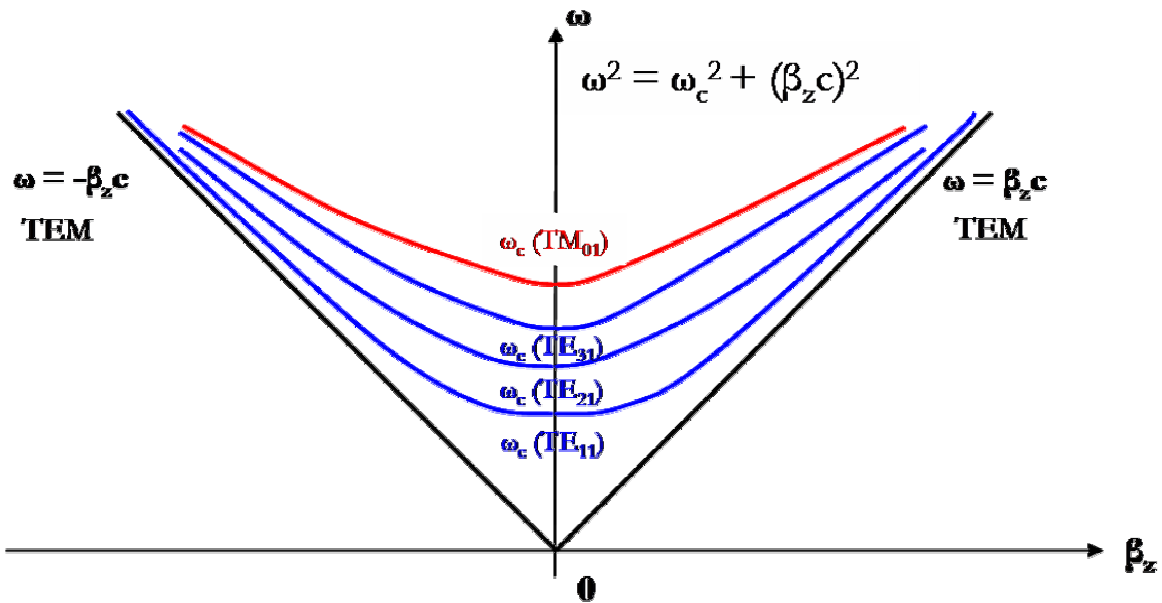


Figure III-10: Diagramme de dispersion du guide coaxial

Nous pouvons procéder à présent comme au paragraphe III-II-2-2-1. Le diagramme de dispersion de la figure III-10 correspond au cas du guide coaxial infini. La particularité d'un tel guide fait apparaître une propagation des ondes électromagnétiques en modes TEM. Ainsi, en couplant plusieurs guides coaxiaux par des disques successifs périodiques comme c'est le cas pour la structure résonnante du Magnétron linéaire, ou encore celle du MILO, il est possible de faire interférer les modes TEM, en considérant la propagation vers les z croissants et celle vers les z

décroissants, résultant de la réflexion des ondes sur les diaphragmes. C'est une différence avec le guide cylindrique périodique du paragraphe précédent. Dans ce qui suit, nous allons considérer les modes TM uniquement car ce sont eux qui interagissent avec le faisceau d'électrons dans les structures à champs croisés. Bien entendu, les modes TE, interfèrent également dans la ligne. Ainsi, l'expression (III-42) appliquée au cas du guide coaxial périodique infini conduit à la figure III-11 :

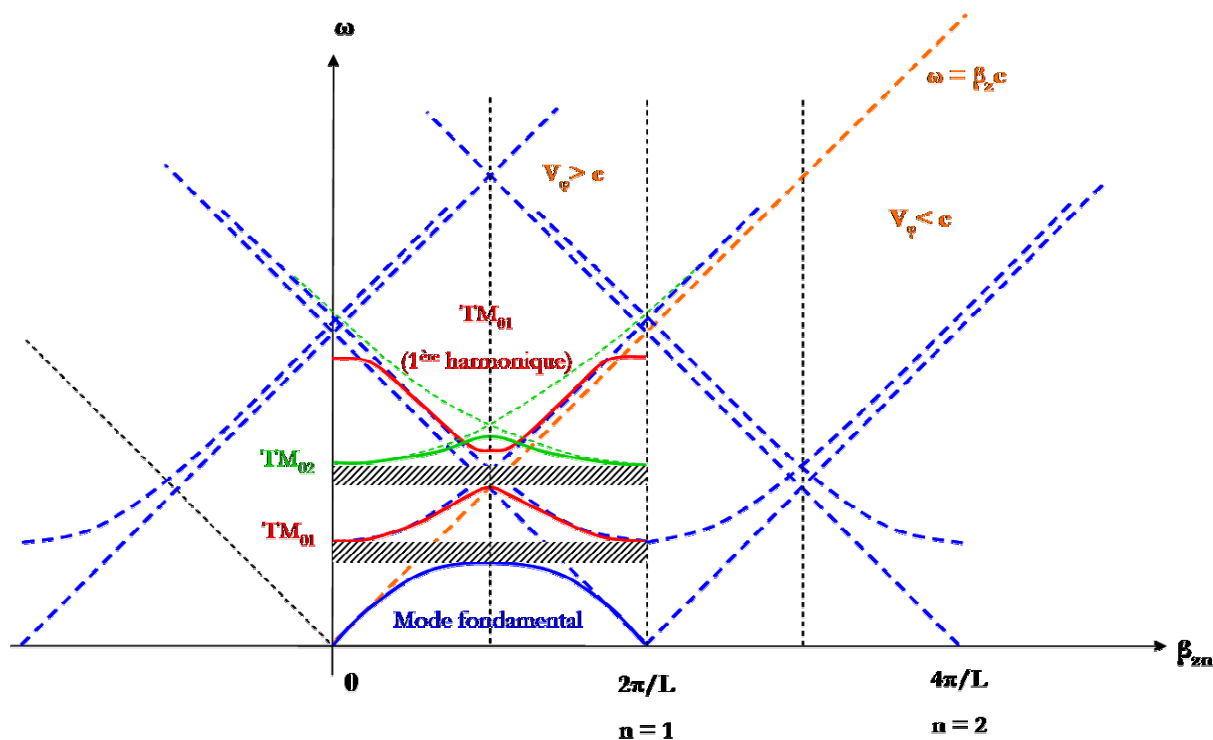


Figure III-11: Diagramme de dispersion du guide coaxial infini périodique présentant les premiers modes TM, ainsi que la première harmonique du mode TM_{01} .

Comme au paragraphe III-II-2-2-1, le couplage des sections coaxiales fait apparaître des bandes permises en fréquence et des bandes interdites (hachurées sur la figure III-11). Dans les bandes permises, on remarque qu'il existe des ondes pouvant se propager dans la structure et d'autres qui, par superposition en phase, ne se propagent pas ($\beta_{zn} = (2n+1)\pi/L$, vitesse de groupe nulle). Il existe un certain taux d'ondes stationnaires dans la structure périodique où certaines ondes peuvent se superposer exactement ou partiellement suivant leur phase et d'autres parfaitement s'ignorer [SLATER, 50].

Il est important de noter également que la résolution de l'équation (III-39c) fait intervenir une infinité de coupures, soit une infinité de modes, par conséquent une infinité d'hyperboles ω vs β_z . Or, plus on monte en fréquence, plus les harmoniques correspondant aux modes les plus bas sont voisins des modes aux fréquences plus élevées. Par exemple, sur la figure III-11,

l'intersection de la courbe verte avec la deuxième courbe rouge en trait plein, montre un mélange de modes entre le mode TM_{02} et le premier harmonique d'espace du mode TM_{01} , soit une dégénérescence à la fréquence correspondant à l'intersection de ces deux courbes. En pratique, de telles structures périodiques sont utilisées dans une gamme de fréquences où les modes sont isolés, comme le mode fondamental ou le premier mode suivant (TM_{01}) [HUTTER, 60].

Dans le cas du MILO ou du Magnétron plan, par exemple, le faisceau d'électrons interagit avec le mode fondamental de la structure périodique dans laquelle il se propage. On remarque, sur la figure III-11, que ce mode se situe dans un continuum de vitesses de phase, inférieures à la vitesse de la lumière. Il peut alors exister une condition de synchronisme entre la structure à ondes lentes et le faisceau d'électrons car certains électrons du faisceau peuvent avoir des vitesses proches des vitesses de phase des ondes électromagnétiques. Lorsque les vitesses des électrons sont proches de c , la figure III-11 montre que l'interaction sur le mode fondamental, dans la structure périodique, se produit sur une composante de champ se propageant vers les z croissants, pour une phase comprise entre 0 et π . C'est une des principales différences du MILO, comparé au BWO, évoqué au paragraphe III-II-2-2-1 [LEMKE, 89].

II-2-3 Le résonateur périodique

Nous avons considéré précédemment des structures périodiques infinies dans lesquelles il peut exister une infinité de longueurs d'onde. Les figures III-8 et III-11 montrent les fréquences associées à ces longueurs d'onde. Lorsqu'on limite les structures périodiques précédentes par un nombre fini de cellules couplées entre elles, les courbes des figures III-8 et III-11 sont modifiées de deux façons, compte tenu des nouvelles conditions aux limites [SLATER, 50] :

- La structure périodique devient résonnante avec un nombre discret de fréquences de résonance.
- Les fréquences de chaque mode sont légèrement modifiées.

Ainsi, considérant N cellules dans la structure complète, régulièrement espacées d'une longueur L , le champ électromagnétique en $z = NL$ doit avoir la même phase qu'en $z = 0$, imposée par les conditions aux limites. On écrit :

$$\beta_0 NL = 2\pi m \quad (m \text{ entier}) \quad \text{(III-53)}$$

En introduisant la condition de périodicité sur la phase donnée par (III-36), on obtient pour chaque harmonique d'espace :

$$\begin{aligned} \beta_n NL &= \beta_0 NL + 2\pi n N \\ \beta_n NL &= 2\pi(m + nN) \end{aligned} \quad \text{(III-54)}$$

La condition pour qu'un nombre discret de fréquences puisse exister dans le résonateur contenant N cellules est vérifiée pour chaque harmonique d'espace. Donc a fortiori pour le mode fondamental. En se référant aux figures III-8 et III-11, on voit que la limite en fréquence correspondant à la première bande permise, contenant le mode fondamental, ne peut pas excéder la fréquence associant le nombre d'onde $\beta_0 = \frac{\pi}{L}$. Cela implique $m \leq \frac{N}{2}$, d'après l'équation (III-53). Ainsi $\beta_0 NL \leq \pi N$, d'où $\beta_0 NL = \pi N$, $\beta_0 NL = \pi(N-1)$, $\beta_0 NL = \pi(N-2)$, ... $\beta_0 NL = \pi$. **N cellules dans le résonateur périodique conduisent donc à N fréquences de résonance et il est possible de positionner sur le diagramme de dispersion de la ligne périodique les fréquences de résonance du résonateur à N cellules.** On peut remarquer que, lorsque N devient très grand, la structure tend à admettre une infinité de fréquences de résonances et l'on retrouve les cas traités dans les figures III-7 et III-10. Sur une période, chaque fréquence de résonance est double, exceptée pour le mode dont la phase vaut π , qui est unique. Si l'on se reporte à la figure III-11, pour le mode fondamental, par exemple, on remarque que les modes pour lesquels $\beta_0 < (\pi/L)$, se propagent davantage vers les z croissants que ceux où $\beta_0 > (\pi/L)$, qui ont tendance à se propager vers les z décroissants. Il existe donc une seule fréquence de résonance pour laquelle le champ électromagnétique est déphasé exactement de 180° d'une cellule à l'autre. Le mode associé à cette fréquence est justement appelé le **mode π** (vitesse de groupe nulle, pas de propagation).

II-3 Simulation d'une cavité périodique coaxiale fermée à 4 cellules.

Afin de mettre en pratique les propriétés précédentes, nous allons étudier un résonateur coaxial à 4 cellules (figure III-12). Les simulations qui suivent sont développées sous MAGIC 2D, sans particules. La géométrie et les dimensions choisies sont celles du résonateur utilisé dans notre MILO (échelle $\frac{1}{2}$ de celui de l'US Air Force).

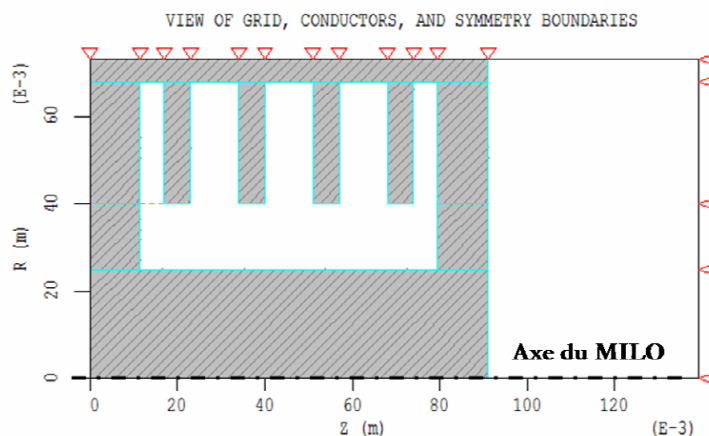


Figure III-12: Géométrie du résonateur à 4 périodes (4 cavités), simulé sous MAGIC 2D (demi coupe dans le plan (r ; z), distances en mm).

La figure III-12, est développée en coordonnées cylindriques, axisymétriques, de telle sorte que le problème peut être traité en deux dimensions. Les matériaux utilisés sont des conducteurs parfaits (conductivité infinie).

On cherche dans un premier temps les fréquences de résonance associées aux modes propres de la structure périodique considérée. Pour ce faire, on excite localement la cavité à l'aide d'une source de courant ponctuelle (« Ping »), appliquée au niveau de la ligne en pointillé jaune sur la figure III-12 que l'on nomme FEEDLINE. La transformée de Fourier du signal de tension RF calculée au port FEEDLINE est portée sur la figure III-12a jusqu'à 10 GHz :

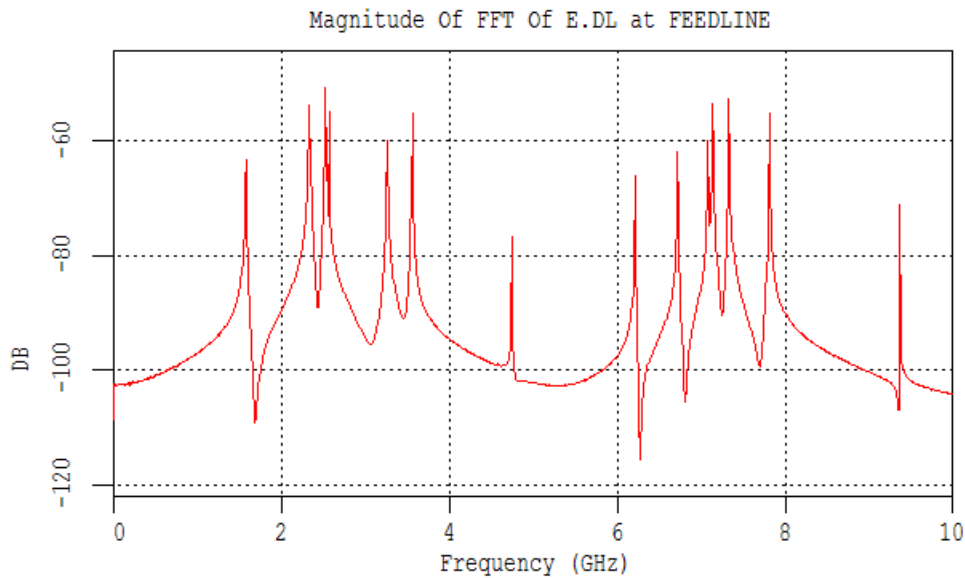


Figure III-12a: Fréquences de résonance associées aux modes propres de la structure périodique de la figure III-12.

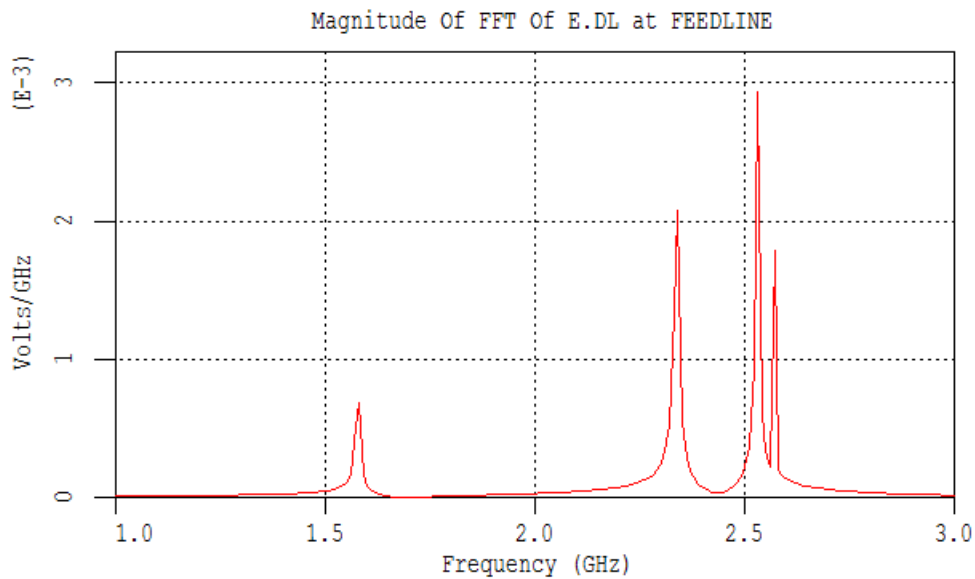
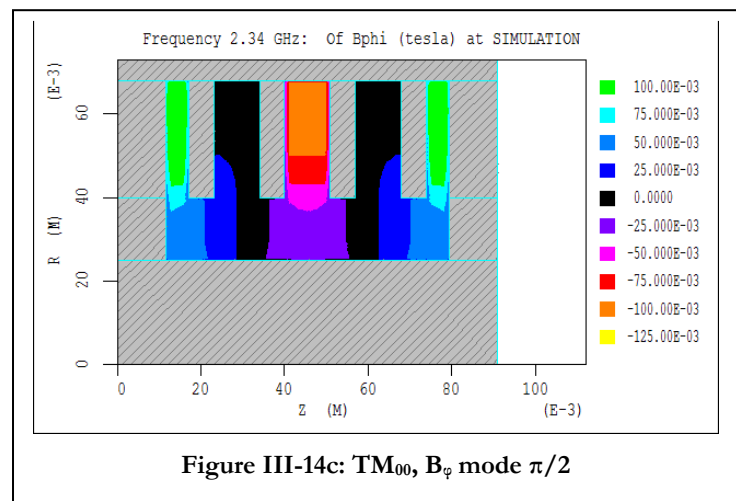
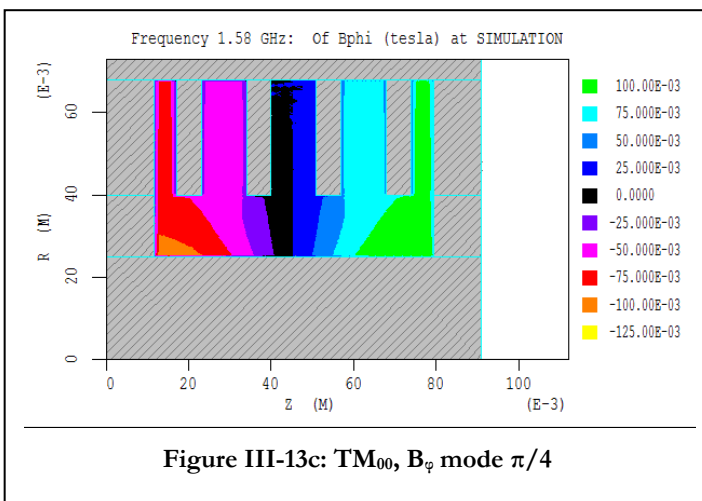
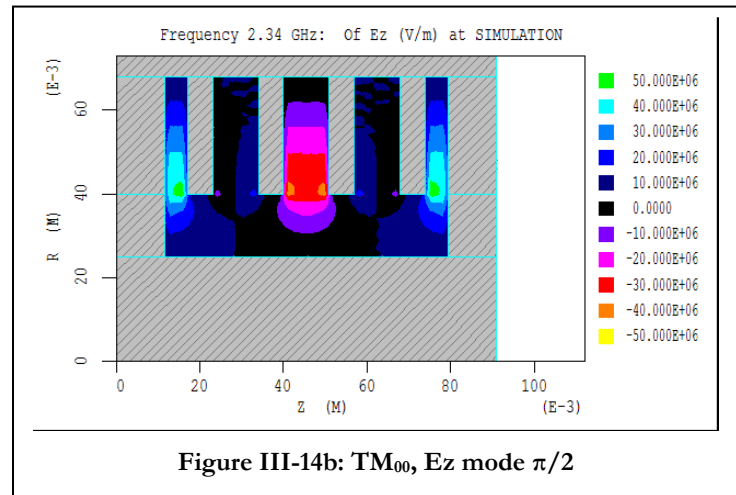
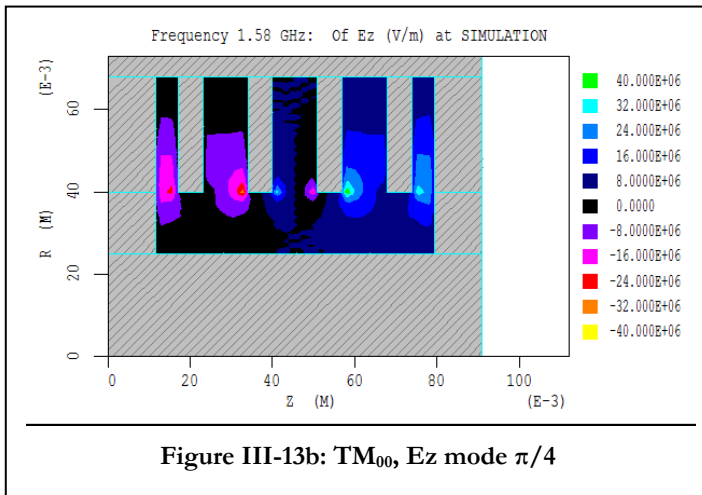
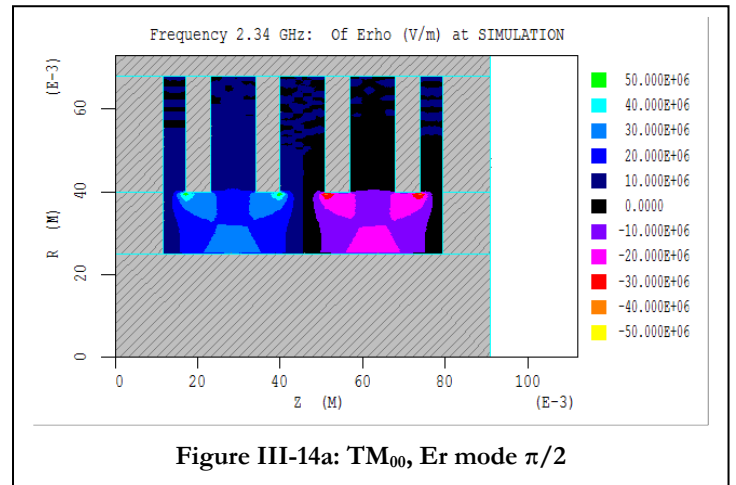
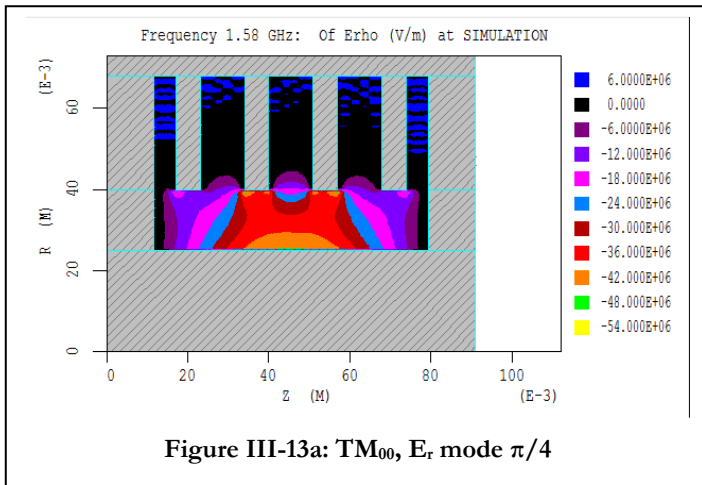


Figure III-12b: Fréquences de résonance associées au mode fondamental.

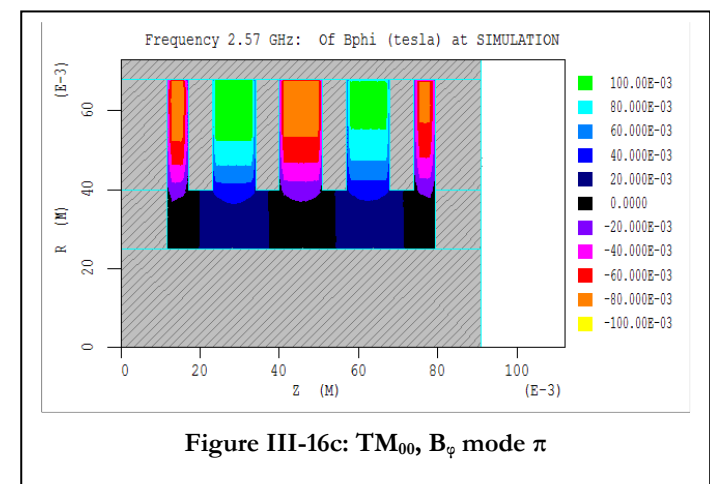
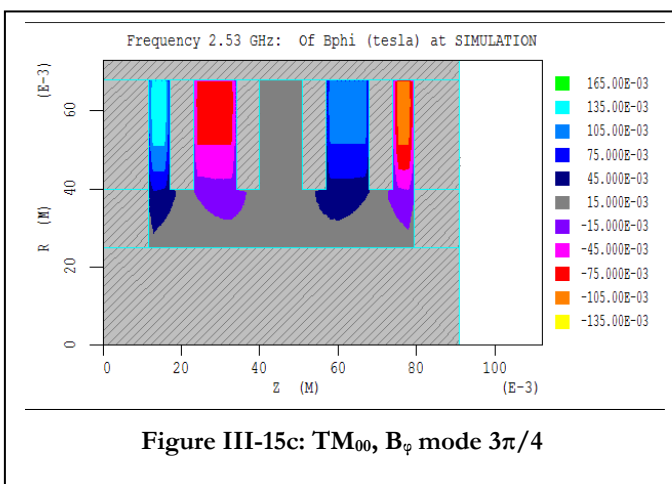
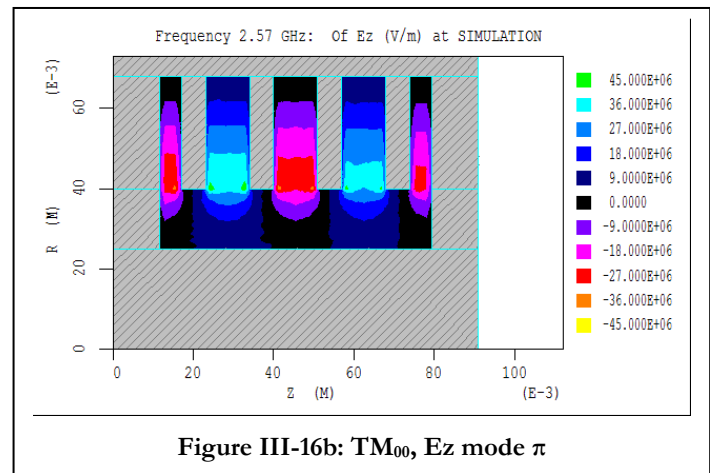
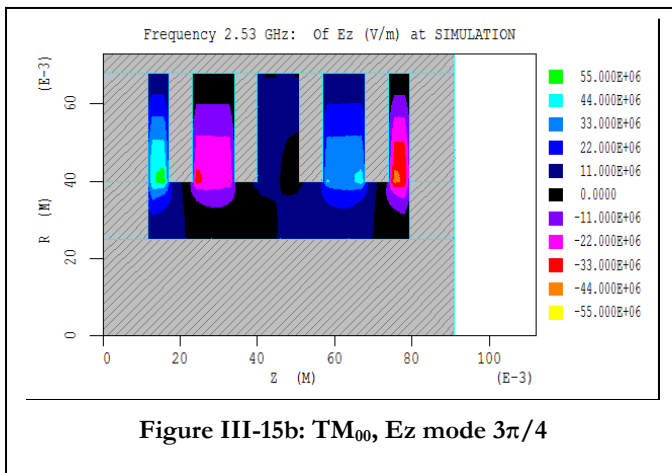
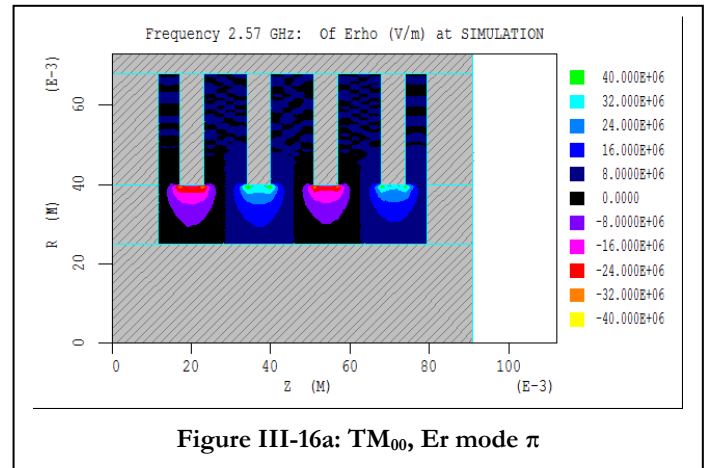
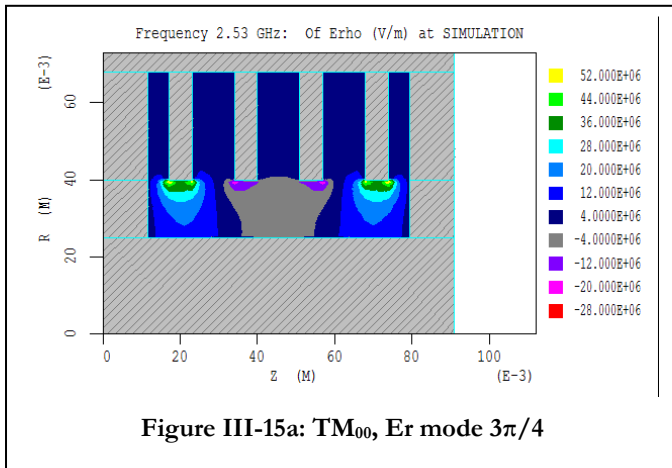
Chaque pic de résonance est exprimé, soit en décibels (figure III-12a), soit en V/GHz (figure III-12b). Le choix de la première représentation permet de mettre en évidence chaque série ou paquet de résonances associées à un même mode (il y a 4 résonances par mode, d'après le § III-II-2-3). La seconde représentation, où l'on a choisi de se limiter à 3 GHz, met en évidence les quatre fréquences de résonance associées au mode fondamental. Bien que les conducteurs introduits soient considérés comme parfaits, on remarque que les résonances tracées sur la figure III-12b ont des largeurs à mi-hauteurs variables. En effet, il faut voir dans le résonateur périodique de la figure III-12, un ensemble de 4 cavités couplées. Vus de chaque cellule, ouverte sur sa voisine, les orifices de couplage modifient les impédances partielles associées à chacune de ces cellules. Or, d'après la relation (III-30) du paragraphe III-II-1, nous voyons bien que, pour une fréquence de résonance donnée, une modification de l'impédance d'une section résonante passe nécessairement par une modification du coefficient de surtension propre à cette résonance. Ainsi, nous remarquons qu'entre 2,5 et 2,6 GHz, les deux pics de résonance peuvent être résolus parce que la fréquence à 2,57 GHz est faiblement couplée avec celle à 2,53 GHz. La bonne qualité de la résonance à la fréquence de 2,57 GHz fait du mode associé un mode relativement isolé qui se couple peu avec les modes voisins.

Puisque l'on a « cartographié » les fréquences de résonance des modes existant dans la structure périodique de la figure III-12, il faut à présent étudier la distribution du champ électromagnétique associé à chaque pic de résonance. Nous reportons sur les figures III-13, III-14, III-15 et III-16 les composantes du champ électromagnétique existant pour chaque résonance, constituant le mode fondamental. D'après la construction effectuée sur la figure III-11, le mode fondamental est proche d'un mode TEM. Au voisinage du mode π , le mode fondamental correspond exactement à la superposition d'un mode TEM se propageant vers les z croissants avec un mode TEM se propageant vers les z décroissants. Il en résulte un régime d'onde stationnaire avec champs alternés d'une cellule à la suivante (figures III-16). Or, dans le cas du mode TEM, B_z et E_z sont nuls. Sur les figures III-13, III-14, III-15 et III-16, seules les composantes E_r , E_z et B_φ apparaissent. Il convient donc de les nommer en mode TM. D'après [LEMKE, 97], le mode fondamental est un mode TM_{00} . Le premier indice indique le nombre de zéros où la fonction décrivant le mode en φ s'annule. De même, le deuxième indice indique le nombre de zéros où la fonction s'annule en r . La comparaison du mode fondamental avec le premier mode suivant (figures III-17, III-18, III-19, III-20), justifie l'appellation de TM_{00} pour le mode fondamental. En effet, on peut remarquer que certaines composantes de champs, en particulier B_φ , s'annulent une fois suivant r . Le premier mode excité au-delà du mode fondamental est donc un mode TM_{01} .



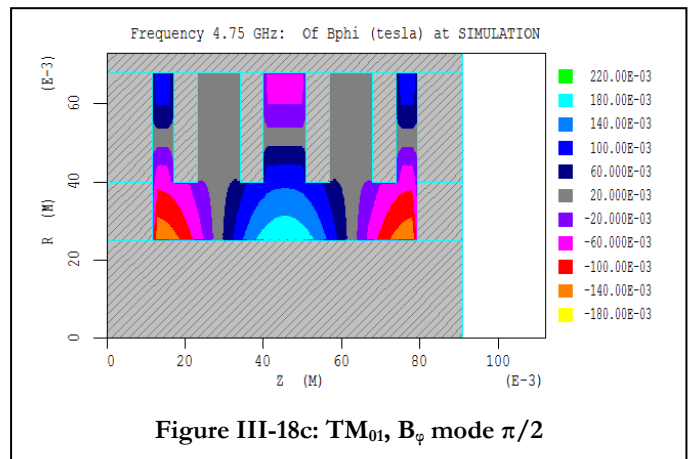
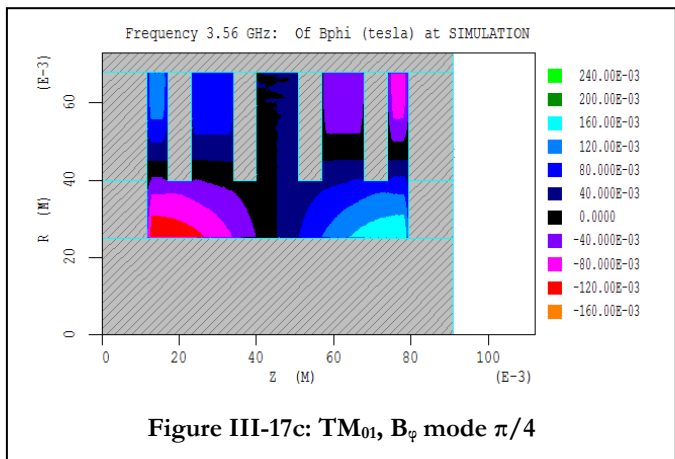
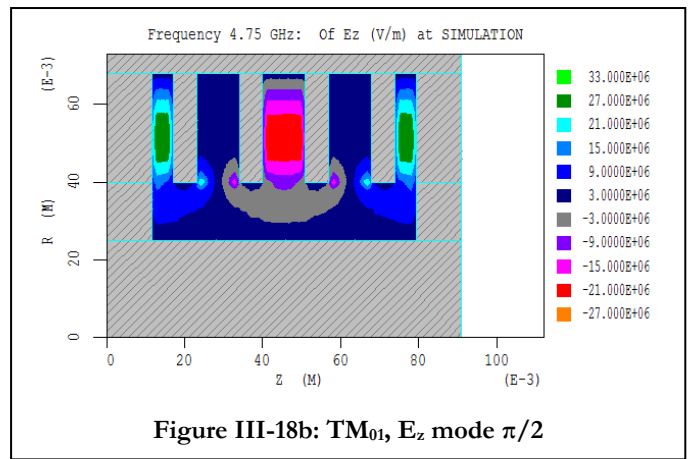
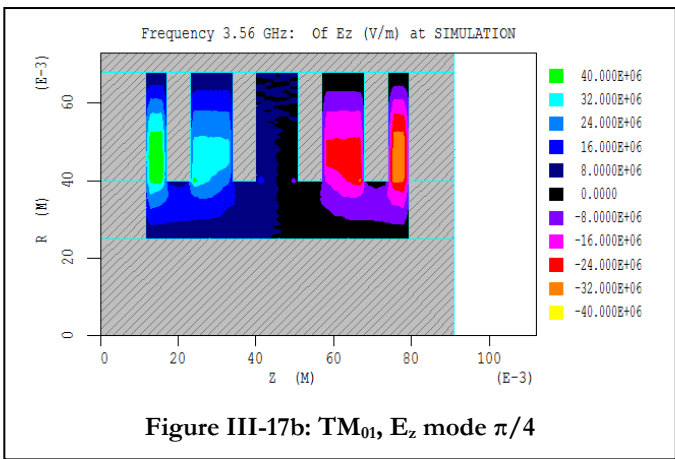
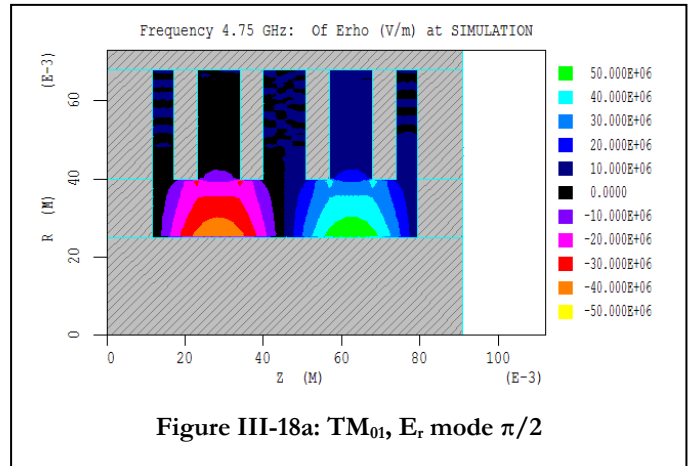
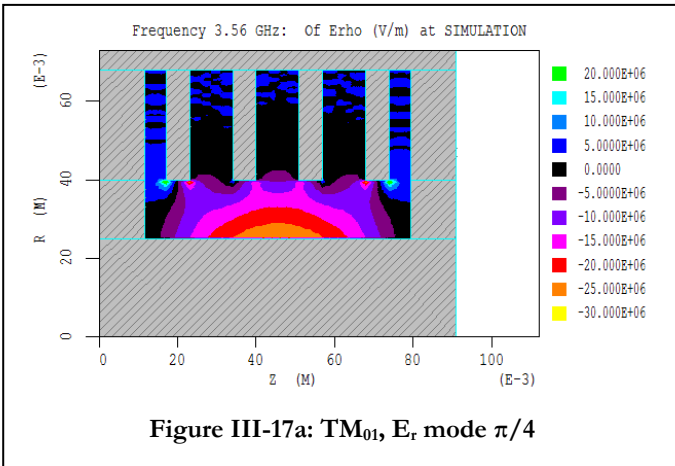
Figures III-13 : Composantes du mode TM_{00} à la fréquence de 1,58 GHz.

Figures III-14 : Composantes du mode TM_{00} à la fréquence de 2,34 GHz.



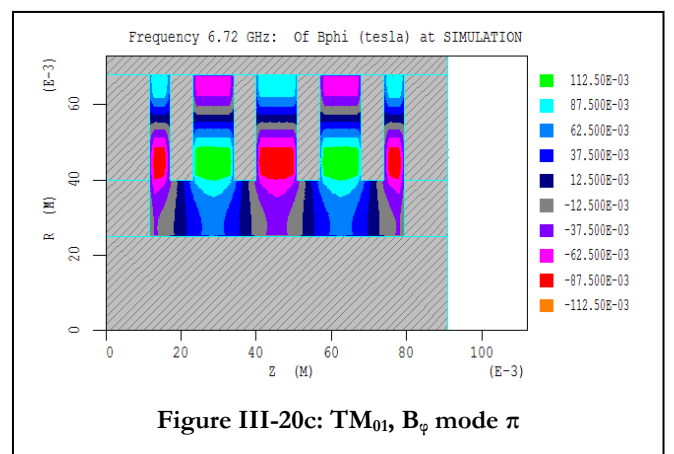
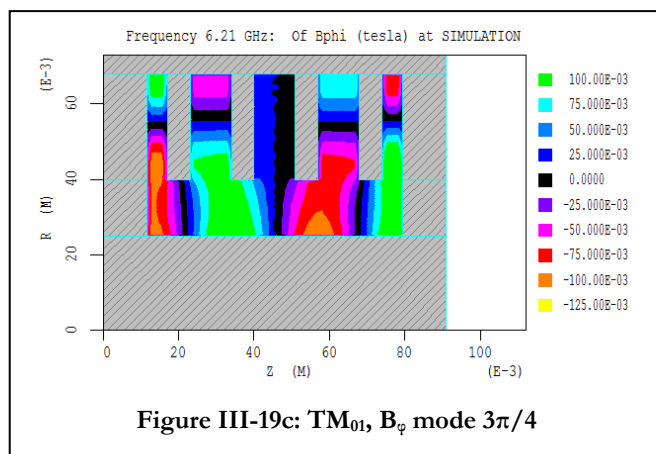
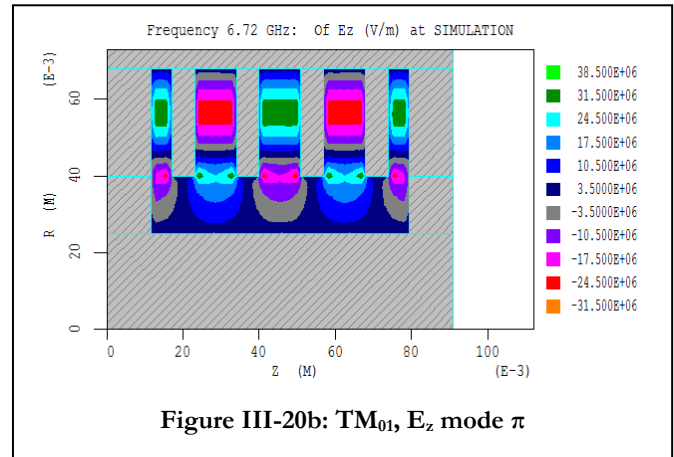
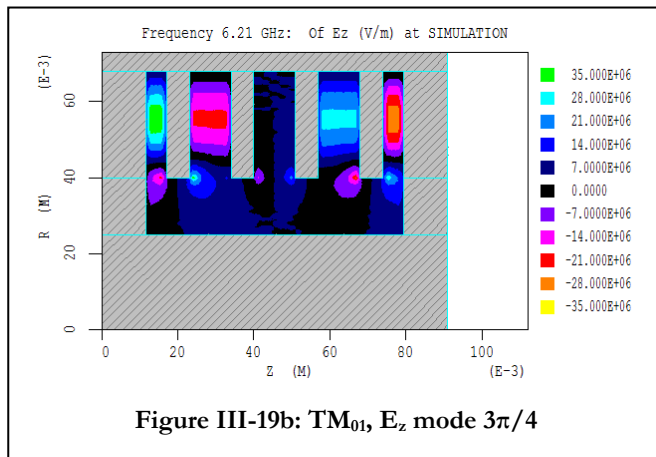
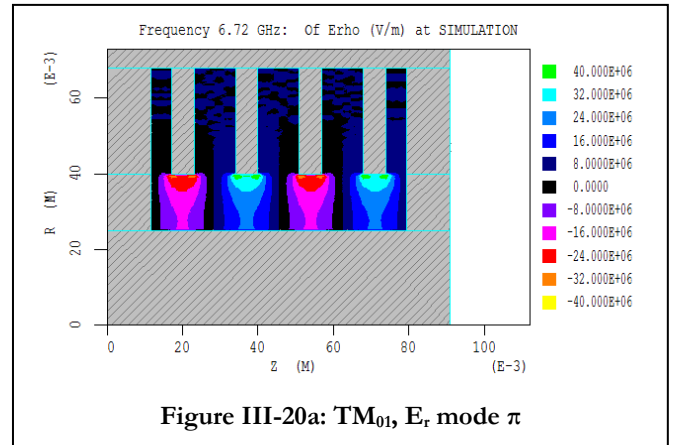
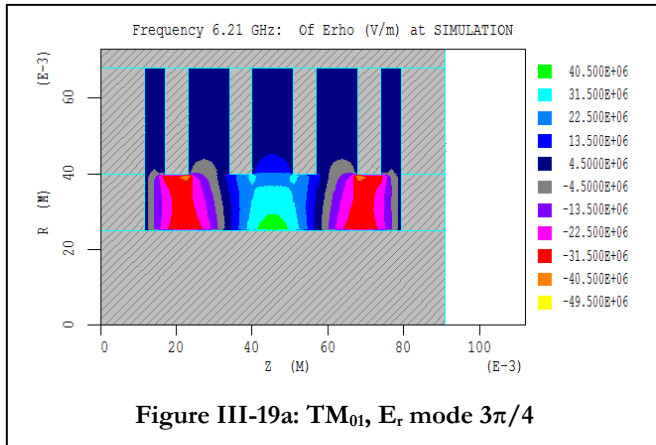
Figures III-15 : Composantes du mode TM_{00} à la fréquence de 2,53 GHz.

Figures III-16 : Composantes du mode TM_{00} à la fréquence de 2,57 GHz.



Figures III-17 : Composantes du mode TM_{01} à la fréquence de 3,56 GHz. La composante B_ϕ s'annule une fois en $r = 45$ mm et suffit à caractériser l'indice du mode associé.

Figures III-18 : Composantes du mode TM_{01} à la fréquence de 4,75 GHz. La composante B_ϕ s'annule une fois en $r = 50$ mm et suffit à caractériser l'indice du mode associé.



Figures III-19: Composantes du mode TM_{01} à la fréquence de 6,21 GHz, s'annulant une fois en r .

Figures III-20: Composantes du mode TM_{01} à la fréquence de 6,72 GHz, s'annulant une fois en r .

Entre deux diaphragmes le champ électromagnétique est celui d'un résonateur quart d'onde. Ainsi, diminuer le rayon intérieur du diaphragme augmente $\lambda/4$ et fait baisser la fréquence de résonance. Nous verrons qu'une telle propriété est utile lorsque l'on veut filtrer un mode de la structure périodique et renforcer son taux d'ondes stationnaires.

Dans la simulation considérée, nous obtenons tous les modes ayant la symétrie de révolution par rapport à l'axe z, c'est-à-dire les modes TM_{0n} , en géométrie 2D. Nous avons imposé la géométrie cylindrique axisymétrique, ce qui exclut les modes d'ordre supérieur en φ . Pour voir apparaître les modes TM_{mn} , avec $m>0$ et entier, il faut reprendre l'étude de la structure périodique du MILO en géométrie 3D, ce que nous aborderons dans le chapitre IV.

Il est important de remarquer dans les simulations précédentes que les modes TE_{0n} n'apparaissent pas. Le premier mode TE, ayant la fréquence de coupure la plus basse dans les système coaxiaux, est le mode TE_{11} (§ III-II-2-2-2). Comme nous l'avons expliqué précédemment, ce mode ne peut pas exister pour les simulations développées dans cette section. Cependant plus on monte en fréquence, plus les modes ont tendance à se mélanger entre eux, notamment avec les harmoniques d'espace des modes TM_{0n} d'ordre supérieurs, comme évoquées au § III-II-2-2-2 et sur la figure III-11. A la fréquence de 13,84 GHz, par exemple, toutes les composantes de champs apparaissent, y compris E_z et B_z , simultanément. On ne peut plus parler, dans ce cas, de mode TM ou TE, mais plus vraisemblablement de modes hybrides, représentant un mélange de modes symétriques TM et TE, que l'on nomme HEM, pour Hybrid ElectroMagnetic [BARKER, 01].

Les fréquences de résonance des premiers modes TM relatifs aux figures III-13, III-14, III-15, III-16, III-17, III-18, III-19, III-20, sont portées sur le diagramme de dispersion de la figure III-21 :

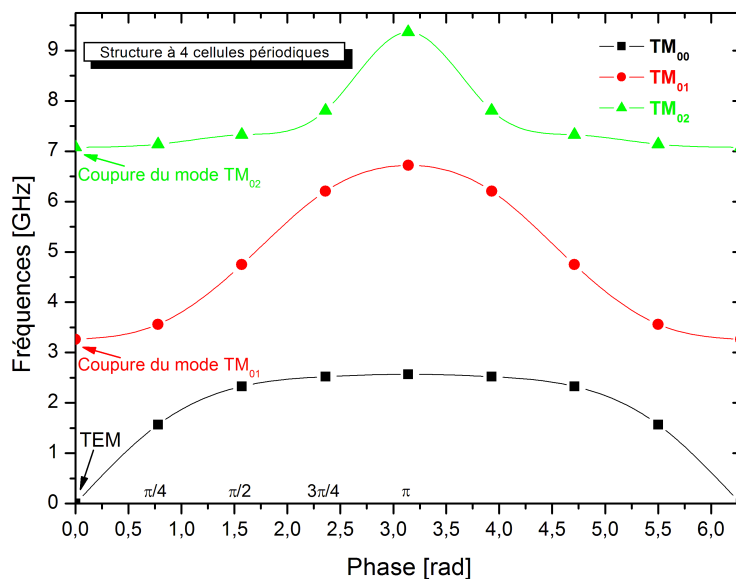


Figure III-21: Diagramme de dispersion du résonateur périodique à 4 cellules de la figure III-12.

Dans les systèmes coaxiaux, les modes supérieurs au mode TEM (fondamental) sont généralement évanescents et peuvent être excités à proximités de certaines discontinuités dans le guide, comme c'est le cas pour notre structure périodique [POZAR, 98]. Pour exister et se propager, ces modes doivent avoir des fréquences supérieures à leur fréquence de coupure basse. On a porté sur le diagramme de la figure III-21 les fréquences de coupures basses des premiers modes TM_{0n} . Remarquons qu'à la fréquence de coupure nulle, on ne peut plus parler de mode TM_{00} , mais bien d'un mode TEM comme cela a été démontré au paragraphe III-II-2-2-2.

Dans les systèmes hyperfréquence, faisant intervenir des résonateurs périodiques, la puissance de sortie est maximale lorsque les deux conditions suivantes sont respectées :

- Les transferts d'énergie s'opèrent via le mode fondamental de manière à éviter les mélanges de modes aux fréquences de résonance plus élevées.
- Les fréquences de résonance du mode fondamental doivent être suffisamment éloignées afin de ne pas répartir la puissance de sortie sur plusieurs fréquences de résonances voisines. Cela suppose un couplage minimal entre les cellules du résonateur à la fréquence de fonctionnement du système. En d'autres termes, cela se traduit aussi par un bon facteur de qualité à la résonance considérée.

A propos de ce second point, nous voyons que la fréquence du mode π à 2,57 GHz est très proche de celle du mode $3\pi/4$ à 2,53 GHz. Dans le cas du Magnétron, notamment, la proximité de ces fréquences rend le fonctionnement du tube très instable. Pour pallier cette difficulté, il est courant d'introduire un couplage supplémentaire entre les cellules du résonateur au moyen de tiges métalliques reliant une cavité sur deux, formant un « strapping » [LEBLOND, 72]. L'introduction de ces « straps » permet d'écarter les modes $3\pi/4$ et π . Une autre façon d'écarter les modes voisins consiste aussi à alterner la taille des cavités. On obtient ce que l'on appelle dans la littérature une structure « rising sun » [OKRESS, 61].

Nous verrons dans ce qui suit que, pour le MILO, il est possible d'écarter certains modes voisins au moyen d'un couplage avec un guide coaxial judicieusement accordé, permettant d'éviter la mise en place de « straps ».

II-4 Couplage du résonateur périodique à 4 cellules avec un guide coaxial.

Pour exciter des oscillations dans une cavité, il faut introduire un signal dans celle-ci via une ligne de transmission. Lorsque cette ligne est un guide d'onde, le couplage entre la cavité et le guide est réalisé par un simple orifice. Sa présence constitue un couplage extérieur supplémentaire dans le résonateur et modifie son coefficient de surtension propre à la résonance (§ III-I-4), et donc son impédance, d'après (III-30).

II-4-1 Calcul de l'impédance d'une cavité couplée à un circuit extérieur

L'amortissement d'une cavité résulte de deux causes : les pertes internes à l'enceinte et les fuites de rayonnement dans le guide d'onde (§ III-I-4, (III-29)). Dans la suite, nous considérons une simple cavité, ouverte sur un guide d'onde, schématisée suivant la figure III-22. Nous adoptons comme référence le plan de couplage où on calcule Z_c et nous utilisons la modélisation en circuit résonnant parallèle. On suppose le guide adapté sur son impédance caractéristique Z_0 .

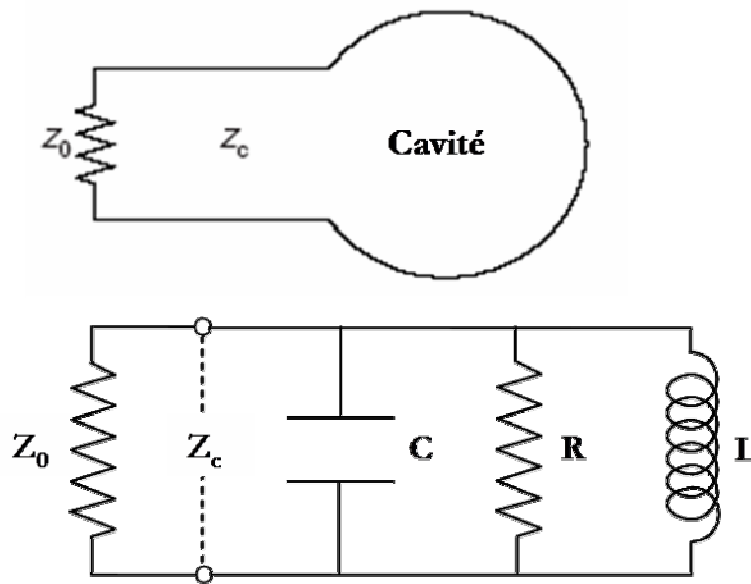


Figure III-22: Schéma équivalent d'une cavité couplée avec un guide d'onde, adapté sur son impédance caractéristique Z_0 .

L'admittance complexe du circuit schématisant la cavité (figure III-22) est donnée par l'expression (III-21) qui s'écrit aussi sous la forme suivante :

$$Y(\omega) = \frac{1}{R} \left[1 + jRC\omega_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] = \frac{1}{R} \left[1 + jQ_{\text{int}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] \quad (\text{III-55})$$

où Q_{int} est le coefficient de surtension interne de la cavité, prenant en compte les pertes dissipatives dans les parois.

A la résonance ω_0 , le coefficient de surtension externe vaut :

$$Q_{ext} = \frac{Z_0}{L\omega_0} = Z_0 C \omega_0 \quad (\text{III-56})$$

Soit, en le rapportant au coefficient de surtension interne,

$$\frac{Q_{ext}}{Q_{int}} = \frac{Z_0}{R} = \alpha \quad (\text{III-57})$$

avec α le coefficient de couplage de la cavité au circuit extérieur [TECH. INGE. ; GOUDET, 55]. L'admittance Y_c de la cavité dans le plan de couplage se déduit de (III-25) :

$$Y_c(\omega) = \frac{\alpha}{Z_0} \left[1 + jQ_{int} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] = \frac{1}{Z_c(\omega)} \quad (\text{III-58})$$

A la résonance, lorsque $\alpha = 1$, l'expression (III-58) montre que $Z_c = Z_0$. Le guide de sortie est adaptée à la cavité. Le système se comporte alors comme un résonateur équivalent où toute l'énergie électromagnétique injectée est dissipée dans la cavité de résistance équivalente, égale à $R/2$. Lorsque $\alpha < 1$, $1/Q_{ext} > 1/Q_{int}$, les pertes extérieures via le guide d'onde sont supérieures aux pertes internes dans la cavité. La cavité est dite sur-couplée. A l'inverse, lorsque $\alpha > 1$, $1/Q_{ext} < 1/Q_{int}$, les pertes extérieures sont inférieures aux pertes internes dans la cavité ; la cavité est dite sous-couplée. Dans les deux cas, $\alpha < 1$ et $\alpha > 1$, une fraction de l'énergie électromagnétique est stockée dans la cavité tandis qu'une partie est extraite par fuite de rayonnement via le guide d'onde.

II-4-2 Etablissement des oscillations dans une cavité résonnante

Dans la section précédente, nous avons calculé l'impédance (ou l'admittance) d'une cavité modifiée par la présence d'un couplage extérieur. Nous allons étudier à présent le régime transitoire ; celui où l'on force les oscillations dans la cavité, donc le stockage énergétique, par introduction de la puissance via le guide d'onde. Nous mettrons en évidence, dans ce paragraphe, les paramètres qui limitent le pouvoir de stockage dans la cavité.

Vue de l'entrée du guide, la cavité se comporte comme une charge sur laquelle les ondes électromagnétiques sont en partie absorbées et réfléchies. La puissance P transférée à la charge s'écrit [SLATER, 50] :

$$P = P_0(1 - \rho\bar{\rho}) \quad (\text{III-59})$$

avec P_0 la puissance initiale injectée dans le guide et ρ le coefficient de réflexion complexe fonction de l'impédance de la charge Z_c (par analogie, l'impédance de la cavité dans la section de couplage) et de l'impédance caractéristique Z_0 du guide, tel que :

$$\rho = \frac{Z_0 - Z_c}{Z_0 + Z_c} = \frac{Y_c - Y_0}{Y_c + Y_0} \quad (\text{III-60})$$

Y_0 est l'admittance caractéristique du guide définie comme l'inverse de son impédance.

En utilisant (III-58) dans (III-60), on obtient :

$$\rho = \frac{(\alpha^2 - 1) + \alpha^2 Q_{\text{int}}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 + 2j\alpha Q_{\text{int}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)}{(\alpha + 1)^2 + \alpha^2 Q_{\text{int}}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \quad (\text{III-61})$$

Multipliant (III-61) par son complexe conjugué, on obtient après une algèbre simple :

$$(1 - \rho\bar{\rho}) = \frac{P}{P_0} = \frac{4\alpha}{(\alpha + 1)^2 + \alpha^2 Q_{\text{int}}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \quad (\text{III-62})$$

En explicitant α dans l'expression (III-62), on obtient :

$$\frac{P}{P_0} = \frac{4 \left(\frac{Q_{\text{ext}}}{Q_{\text{int}}} \right)}{\left(1 + \frac{Q_{\text{ext}}}{Q_{\text{int}}} \right)^2 + Q_{\text{ext}}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \quad (\text{III-63})$$

L'expression (III-63) montre que la puissance absorbée par la charge, représentant la cavité, dépend fortement de la pulsation (fréquence), comme représenté sur la figure III-23.

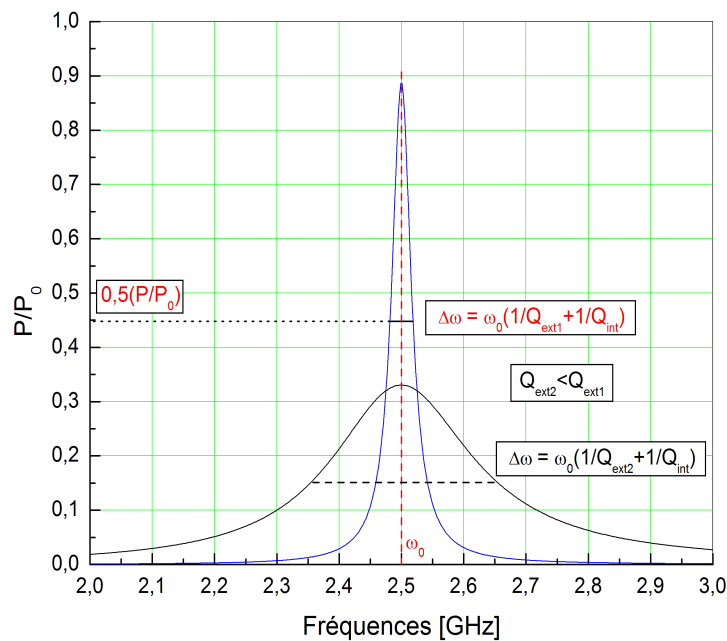


Figure III-23: Rapport de la puissance absorbée sur la puissance injectée en fonction de la fréquence pour deux coefficients de surtension externe différents.

D'après le graphe de la figure III-23, un maximum de puissance est délivré à la cavité pour un signal injecté à sa pulsation de résonance ω_0 . On peut remarquer que cette puissance est optimale lorsque le coefficient de réflexion est nul (III-59), ce qui correspond à la configuration où la cavité est adaptée sur l'impédance caractéristique du guide (l'énergie injectée est dissipée dans les parois de la cavité). Dès que l'on s'écarte de la résonance ω_0 , la puissance absorbée par la cavité chute très rapidement. La puissance injectée est dans ce cas réfléchiée par la charge. A partir d'un signal injecté via un guide d'onde, la cavité peut absorber de l'énergie si la pulsation du signal de départ est comprise dans une bande $\Delta\omega$ pour laquelle la puissance absorbée est égale à la moitié de la puissance initiale.

D'après (III-63), la largeur de la puissance transférée satisfait la relation :

$$\left(1 + \frac{Q_{ext}}{Q_{int}}\right)^2 = Q_{ext}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \quad (III-64)$$

Soit,

$$\omega^2 \mp \left(\frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_{int}}\right) \omega_0 \omega - \omega_0^2 = 0 \quad (III-65)$$

Les solutions positives de (III-65) sont :

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_{int}}\right) + \omega_0 \sqrt{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_{int}}\right)^2} \quad (III-66)$$

D'où,

$$\Delta\omega = \omega_0 \left(\frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_{int}}\right) = \frac{\omega_0}{Q_0} \quad (III-67)$$

Le paramètre Q_0 est le coefficient de surtension propre de la cavité, appelé aussi **coefficient de surtension en charge**, qui prend en compte les pertes dissipatives et les pertes par couplage extérieur. En effet, vue de l'entrée du guide, la cavité se comporte comme une charge [TECH. INGE. ; SLATER, 50].

D'après (III-67), le couplage extérieur modifie l'écart à la résonance et affecte la puissance absorbée par la cavité (figure III-23). Plus il y a de pertes extérieures, plus $1/Q_{ext}$ est élevé et plus il devient difficile d'introduire de la puissance dans la cavité.

Jusqu'à présent dans notre raisonnement nous avons considéré la cavité comme une charge qui absorbe et réfléchit l'énergie électromagnétique injectée au départ. Pour stocker de l'énergie et forcer les oscillations dans la cavité, l'enceinte ne peut pas être seulement assimilée à une charge car il faut distinguer la quantité d'énergie dissipée de la quantité d'énergie stockée [SLATER, 50]. Ainsi, J. C. Slater superpose aux pertes dissipatives un terme représentant le taux de puissance

nécessaire à injecter dans la cavité pour permettre l'établissement du champ électromagnétique dans celle-ci. Cette considération permet de réécrire (III-63) comme suit :

$$\frac{P}{P_0} = \frac{4Q_{ext} \left(\frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \right)}{\left[1 + Q_{ext} \left(\frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \right) \right]^2 + Q_{ext}^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2} \quad (\text{III-68})$$

La puissance emmagasinée par la cavité est la somme de la variation d'énergie stockée pendant dt et de la puissance dissipée ($\omega_0 W / Q_{int}$) dans les parois ; d'où l'expression de la conservation de l'énergie dans la cavité :

$$P = \frac{dW}{dt} + \frac{\omega_0 W}{Q_{int}} \quad (\text{III-69})$$

ou encore ;

$$\frac{P}{\omega_0 W} = \frac{1}{Q_{int}} + \frac{1}{\omega_0 W} \frac{dW}{dt} \quad (\text{III-70})$$

On remplace alors (III-70) dans (III-68). En se plaçant à la condition de résonance ω_0 , l'équation donnant P devient :

$$P = \sqrt{\frac{4P_0 \omega_0 W}{Q_{ext}}} - \frac{\omega_0 W}{Q_{ext}} \quad (\text{III-71})$$

En égalisant (III-69) et (III-71), on a l'équation différentielle :

$$\frac{dW}{dt} + \frac{\omega_0}{Q_0} W - \sqrt{\frac{4P_0 \omega_0}{Q_{ext}}} \sqrt{W} = 0 \quad (\text{III-72})$$

En divisant par $W^{1/2}$, l'équation (III-72) s'écrit :

$$\frac{d(W^{1/2})}{dt} + \frac{\omega_0}{2Q_0} W^{1/2} - \sqrt{\frac{P_0 \omega_0}{Q_{ext}}} = 0 \quad (\text{III-73})$$

On reconnaît alors une équation différentielle linéaire du premier ordre à coefficient constant dont une solution est combinaison linéaire d'une solution de l'équation homogène sans second membre et d'une solution particulière. Ainsi, en supposant qu'à l'instant initial, il n'y a pas d'énergie introduite dans la cavité, à $t = 0$, $W(0) = 0$, la solution générale de (III-73) est :

$$W(t) = \frac{4P_0 Q_0^2}{\omega_0 Q_{ext}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_0}{2Q_0} t\right) \right]^2 = W_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_0}{2Q_0} t\right) \right]^2 \quad (\text{III-74})$$

La fonction (III-74) est représentée sur la figure III-24.

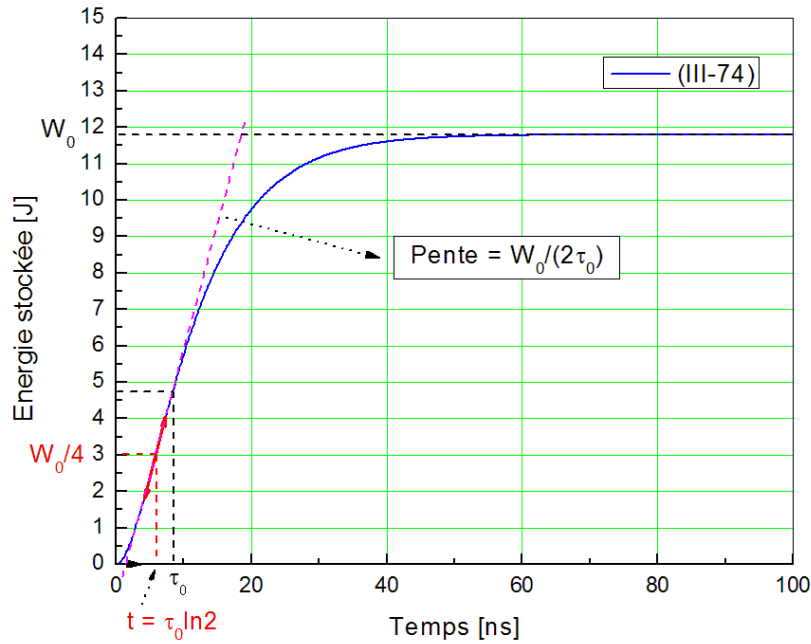


Figure III-24: Energie stockée dans la cavité, couplée à une ligne de transmission, en fonction du temps, d'après l'expression énoncée par Slater [SLATER, 50].

La courbe décrivant la fonction (III-74) (figure III-24) admet une tangente horizontale à l'origine. La dérivée seconde de (III-74) montre que la courbe représentative de la fonction $W(t)$ admet un point d'inflexion au temps $t = \tau_0 \ln 2$, où τ_0 est le temps caractéristique d'établissement des oscillations dans la cavité défini comme suit :

$$\tau_0 \approx \frac{2Q_0}{\omega_0} = \frac{Q_0}{\pi\nu_0} \quad (\text{III-75})$$

et ν_0 la fréquence de résonance de la cavité. Au point d'inflexion considéré il y a un quart de l'énergie maximum stockée. La tangente à la courbe en ce point est égale à $(W_0/2\tau_0)$ et définit le taux de stockage énergétique dans la structure électromagnétique. La relation (III-75) fait intervenir le coefficient de surtension en charge Q_0 tel que : $1/Q_0 = 1/Q_{\text{ext}} + 1/Q_{\text{int}}$. Plus $1/Q_{\text{ext}}$ augmente, plus les pertes extérieures augmentent et plus Q_0 diminue. D'après (III-75), il faut peu de temps, dans ce cas, pour saturer la cavité en énergie électromagnétique. Cela peut s'expliquer par le fait que plus Q_0 est faible, plus $W(t)$ diminue d'après (III-74) (W variant en fonction du carré de Q_0). Ainsi, plus W est faible, plus il est rapide de saturer la cavité en énergie et moins elle peut en emmagasiner. A l'inverse, lorsque la cavité est sous-couplée, les pertes extérieures sont faibles par rapport aux pertes propres et le processus de stockage énergétique est plus lent. Il faut plus de temps pour saturer la cavité en énergie, parce qu'elle peut en emmagasiner davantage, soit autant de temps pour l'extraire ensuite.

Dans les systèmes hyperfréquences, tout l'art consiste donc à coupler la cavité au guide de sortie, de telle sorte que :

- a- L'énergie stockée dans le résonateur soit suffisante pour permettre les transferts énergétiques entre le faisceau et l'onde électromagnétique.
- b- Le couplage soit optimisé pour extraire cette énergie du résonateur.

Récapitulons les principales propriétés mises en évidence dans les sections précédentes :

- Le couplage d'une cavité avec un circuit extérieur modifie l'impédance de la cavité.
- La section de couplage fait intervenir un coefficient de surtension externe Q_{ext} .
- Le coefficient de surtension externe modifie les figures de résonances de la cavité. D'une façon générale, toute cause de pertes extérieures à la cavité contribue à diminuer son coefficient de surtension en charge. Pour des sources indépendantes, on peut écrire [SLATER, 50] :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{int}} + \sum_i \frac{1}{Q_{ext;i}} \quad \text{(III-76)}$$

- L'énergie électromagnétique stockée se répartit entre la cavité et le guide d'onde lorsqu'il y a couplage des modes de la cavité avec ceux se propageant dans le guide aux fréquences injectées proches des résonances de la cavité.
- Lorsqu'on excite la cavité à partir du guide, il y a propagation d'énergie dans le guide donc stockage par unité de longueur et lorsque la cavité n'est pas adaptée au guide, une onde stationnaire s'établit dans le guide.
- En conséquence, le couplage du guide d'onde avec la cavité provoque un décalage des fréquences de résonance du résonateur.
- Pour extraire de l'énergie électromagnétique de la cavité, celle-ci ne doit pas constituer une charge adaptée vu du guide ($\alpha \neq 1$).

Nous allons à présent appliquer et vérifier ces propriétés dans les simulations qui vont suivre.

II-4-3 Simulations d'un résonateur périodique à 4 cellules, couplé à un guide coaxial

Les simulations que nous présentons maintenant concernent le couplage du résonateur périodique à 4 cellules introduit à la section III-II-3 avec un guide coaxial de sortie. Les deux configurations envisagées sont celles exposées dans les figures III-25a et III-25b. Dans le premier cas (figure III-25a), l'orifice de couplage avec le guide a la même dimension que les diaphragmes périodiques du résonateur et le court-circuit de gauche est positionné au milieu d'une cellule.

Dans le second cas (figure III-25b), l'orifice de couplage a les dimensions du résonateur et le court-circuit de gauche est placé à l'origine d'une cellule.

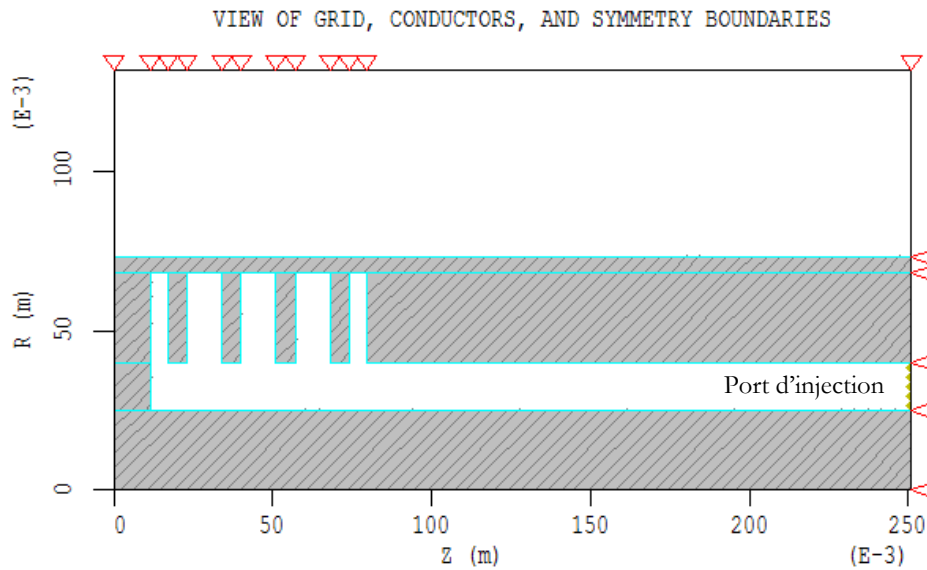


Figure III-25a: Couplage du résonateur à 4 périodes avec un guide coaxial de même dimension que les diaphragmes de la structure périodique. Le court-circuit de gauche est placé au milieu d'une cellule élémentaire du résonateur. L'injection des ondes électromagnétiques se fait par le port de droite.

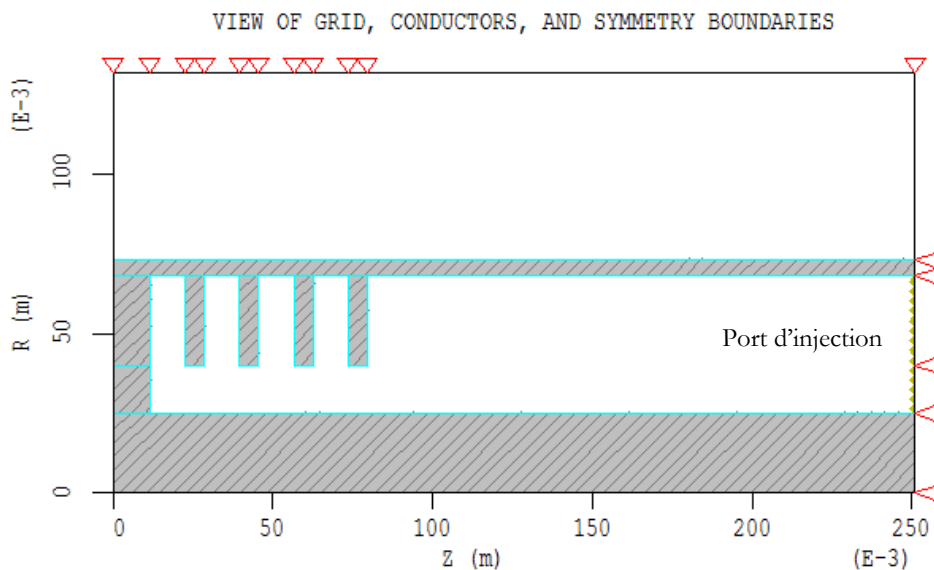


Figure III-25b: Couplage du résonateur à 4 périodes avec un guide coaxial de même dimension que le résonateur. Le court-circuit de gauche est placé à l'origine d'une cellule élémentaire du résonateur. L'injection des ondes électromagnétiques se fait par le port de droite.

Dans les simulations des figures III-25a et III-25b, les conducteurs utilisés ont des conductivités infinies. Nous ne considérons donc aucune dissipation d'énergie dans les parois du résonateur, ni dans celles du guide d'onde. Les seuls paramètres pris en compte sont ceux liés uniquement au

couplage : couplage des modes du résonateur et couplage des modes du résonateur avec celui du guide. La puissance injectée est introduite à l'entrée du guide et tout d'abord stockée dans le résonateur puis restituée exactement au plan d'injection. Il existe donc, au port d'entrée, un temps t au bout duquel la puissance réfléchiée dans le résonateur est égale à la puissance incidente initiale P_0 , puisqu'il n'y a pas de dissipation.

A partir de la géométrie des figures III-25a et III-25b, on injecte une onde plane électromagnétique monofréquentielle au port d'entrée. L'amplitude de la tension appliquée aux bornes des armatures du guide coaxial est de 500 kV. On porte sur les graphes des figures III-26, l'énergie électromagnétique stockée dans l'ensemble géométrique constitué du résonateur et du guide coaxial, en fonction de la fréquence. Pour chaque fréquence d'injection, l'énergie stockée est calculée en intégrant la densité d'énergie électromagnétique sur tout le volume de la structure simulée [PEREZ, 02]. Dans le cas de la figure III-26a, la géométrie permet encore de distinguer les 4 fréquences de résonance du résonateur périodique. Cependant, on peut remarquer globalement une augmentation des écarts à la résonance, soit une baisse des coefficients de surtension associés, se traduisant par une superposition des courbes de réponse et ainsi, un mélange de modes [BOUDOURIS, 71]. Nous pouvons constater que les modes $3\pi/4$ (3) et π (4) sont décalés vers des fréquences inférieures par rapport aux fréquences de résonance de la structure simulée à la figure III-12 (cavité fermée). Au contraire, les fréquences associées aux modes $\pi/4$ (1) et $\pi/2$ (2) restent centrées sur les fréquences données par le diagramme de dispersion de la figure III-21, pour le mode fondamental TM_{00} . Remarquons également que la résonance à 1,58 GHz (mode $\pi/4$) est pratiquement inexistante tellement le facteur de surtension associé est faible, signifiant un couplage avec le guide très important à cette fréquence parce qu'aux plus faibles fréquences, le mode associé devient proche d'un mode TEM ce qui facilite le couplage avec le mode TEM du guide coaxial.

Lorsqu'on change la géométrie de couplage entre le résonateur et le guide, on remarque les points suivants sur la figure III-26b :

- Les fréquences des résonances sont rapprochées les unes des autres et décalées par rapport à la configuration simulée de la figure III-12.
- On ne distingue plus que 3 fréquences de résonance liées à celle du résonateur périodique.

Dans le cas de la figure III-26b, les pics de résonance émergeant de la réponse en fréquence issue du couplage avec le guide d'onde sont relativement isolés, comparés à la configuration de la figure III-26a. Il ressort de l'étude des deux configurations envisagées que le résonateur périodique doit être judicieusement court-circuité à gauche pour permettre d'isoler les modes sur

lesquels peuvent se produire l'interaction avec le faisceau d'électron. Ensuite, la taille de l'orifice de couplage modifie l'impédance du résonateur, ce qui explique le décalage et le rapprochement des fréquences de résonance observés sur la figure III-26b.

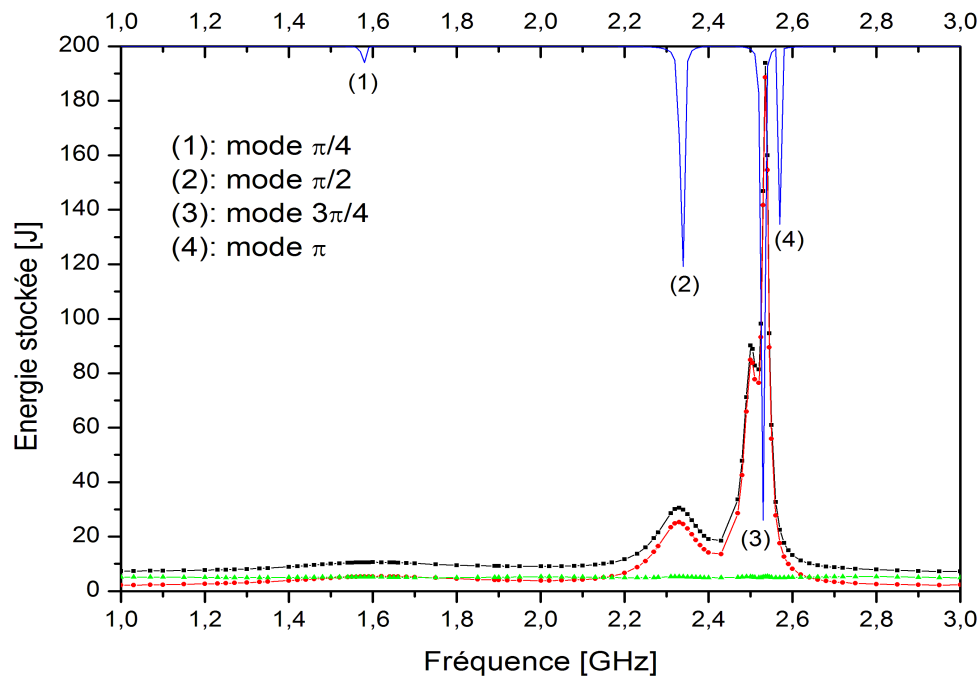


Figure III-26a: Energie stockée en fonction de la fréquence injectée dans la géométrie de la figure III-25a (résonances modifiées du mode TM_{00}).

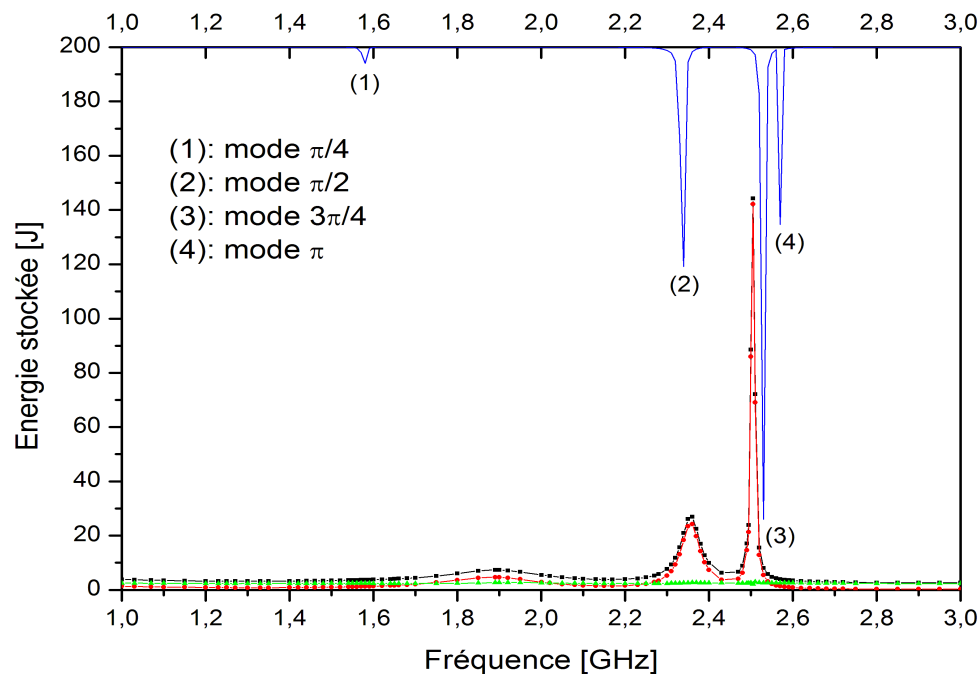


Figure III-26b: Energie stockée en fonction de la fréquence injectée dans la géométrie de la figure III-25b (résonances modifiées du mode TM_{00}).

Figures III-26 : Energie stockée en fonction de la fréquence. La courbe rouge représente l'énergie stockée dans le résonateur à 4 cellules seul ; la courbe verte celle stockée dans le guide coaxial. La courbe noire est la somme des deux courbes précédentes et traduit l'énergie stockée dans l'ensemble résonateur-guide. En échelle arbitraire renversée (courbe bleue) sont portées les résonances associées au mode TM_{00} de la structure périodique de la figure III-12.

Revenons plus en détails sur la simulation selon le cas de la figure III-25b :

A partir de la figure III-26b, on calcule les coefficients de surtension associés aux fréquences de résonance $\nu_1 = 2,356$ GHz et $\nu_2 = 2,504$ GHz. Les pics de résonance obtenus dans la figure III-26b pour le résonateur périodique sont approchés par des Lorentziennes. La somme de ces Lorentziennes permet de définir l'enveloppe de la courbe simulée (figure III-27).

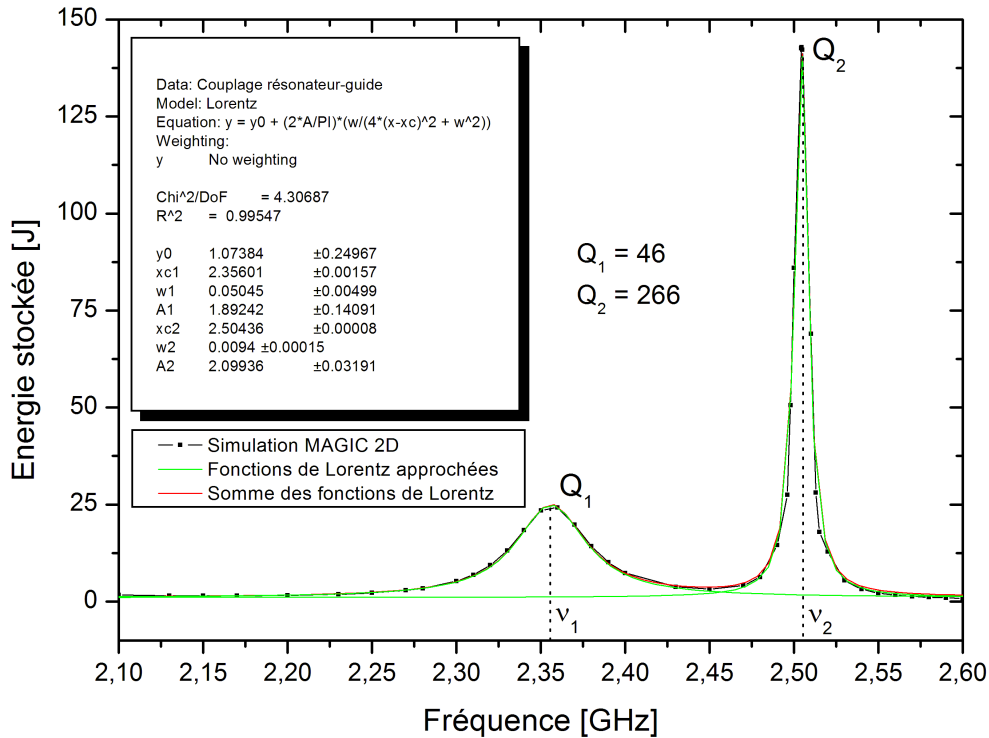


Figure III-27: Extraction des coefficients de surtension externes aux fréquences de 2,356 GHz et 2,504 GHz, dans la géométrie de la figure III-25b, au bout de 100 ns.

Les points simulés sur la figure III-27 correspondent à l'énergie stockée dans le résonateur au bout de 100 ns pour chaque fréquence injectée dans le guide d'onde. Les Lorentziennes approchant ces points permettent de calculer les coefficients de surtension associés aux deux résonances mises en évidence sur la figure III-27. A partir des propriétés des fonctions Lorentziennes, les coefficients de surtension sont définis et portés dans le tableau suivant.

Fréquences de résonance	Largeurs à mi-hauteur des Lorentziennes (FWHM)	Coefficients de surtension
$xc1 = 2,356$ GHz	$w1 = 50,4$ MHz	$Q1 = xc1/w1 \sim 46$
$xc2 = 2,504$ GHz	$w2 = 9,4$ MHz	$Q2 = xc2/w2 \sim 266$

Tableau III-2 : Calcul des coefficients de surtension à partir des données de la figure III-27.

D'après la relation (III-76) et compte tenu des parois parfaitement conductrices, les coefficients de surtension du résonateur couplé, calculés dans le tableau III-2 et déduits de la figure III-27,

correspondent aux coefficients de surtension externes introduits au paragraphe III-II-4-1. Dans l'expression (III-74), cela se traduit par $Q_0 = Q_{\text{ext}}$.

Rapprochons alors les résultats de simulation précédents du calcul analytique de la relation (III-74).

P_0 est la puissance initiale introduite dans le guide d'onde définie par la relation (III-77) suivante et démontrée en annexe (Annexe F) :

$$P_0 = \frac{\pi}{377} \frac{U^2}{\ln\left(\frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}}\right)} \quad (\text{III-77})$$

où U est la tension appliquée aux bornes des armatures du guide coaxial, r_{int} et r_{ext} , les rayons de l'armature intérieure et de l'armature extérieure respectivement. Dans la géométrie de la figure III-25b, sous une tension de 500 kV, la relation (III-77) conduit à $P_0 = 2,082$ GW. Aux fréquences de résonance indiquées sur la figure III-27, on peut approcher la fonction représentant l'énergie stockée dans le résonateur en fonction du temps, donnée par la simulation, par la relation (III-74). Le résultat conduit aux figures III-28a et III-28b.

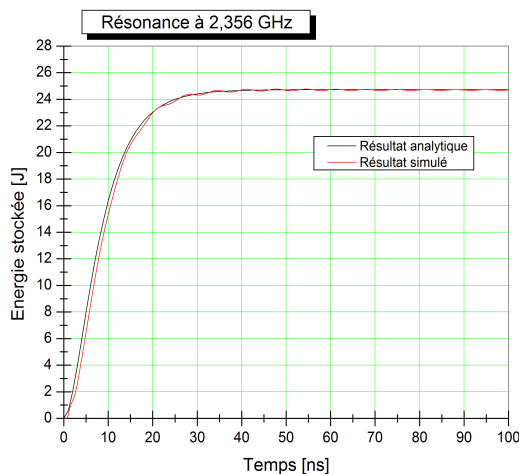


Figure III-28a: Représentation de l'énergie stockée dans le résonateur en fonction du temps et comparaison entre la simulation et le calcul analytique donné par (II-44) à 2,356 GHz.

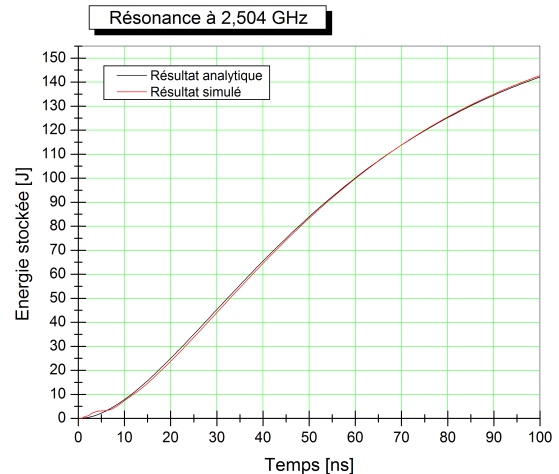


Figure III-28b: Représentation de l'énergie stockée dans le résonateur en fonction du temps et comparaison entre la simulation et le calcul analytique donné par (II-44) à 2,504 GHz.

Dans les deux cas évoqués précédemment (figures III-28a et III-28b), il est possible d'ajuster la relation (III-74) aux résultats de simulation. Dans le cas où $Q_0 = Q_{\text{ext}}$, la figure III-28a conduit de façon analytique à $Q_0 = 44$ et dans le cas de la figure III-28b, à $Q_0 = 325$. Le premier cas est donc en assez bon accord avec la simulation de la figure III-27, tandis que le second cas en est plus éloigné. En analysant les résultats portés sur les figures III-28a et III-28b, on peut remarquer qu'au bout de 100 ns le régime de saturation en énergie de la cavité est atteint à la résonance de

2,356 GHz, ce qui n'est pas le cas à 2,504 GHz pour le même temps de simulation. Cela signifie qu'au niveau des simulations de la figure III-27, l'énergie électromagnétique stockée dans le résonateur n'est pas optimale, ce qui a pour effet de « fausser » le coefficient de surtension externe du résonateur, issu de la largeur à mi-hauteur de la résonance à 2,504 GHz. Le résonateur n'est pas saturé en énergie. Il faut donc davantage de temps pour remplir la cavité en énergie électromagnétique. Sur la figure III-29, nous avons reproduit les simulations de la figure III-27 jusqu'à 400 ns.

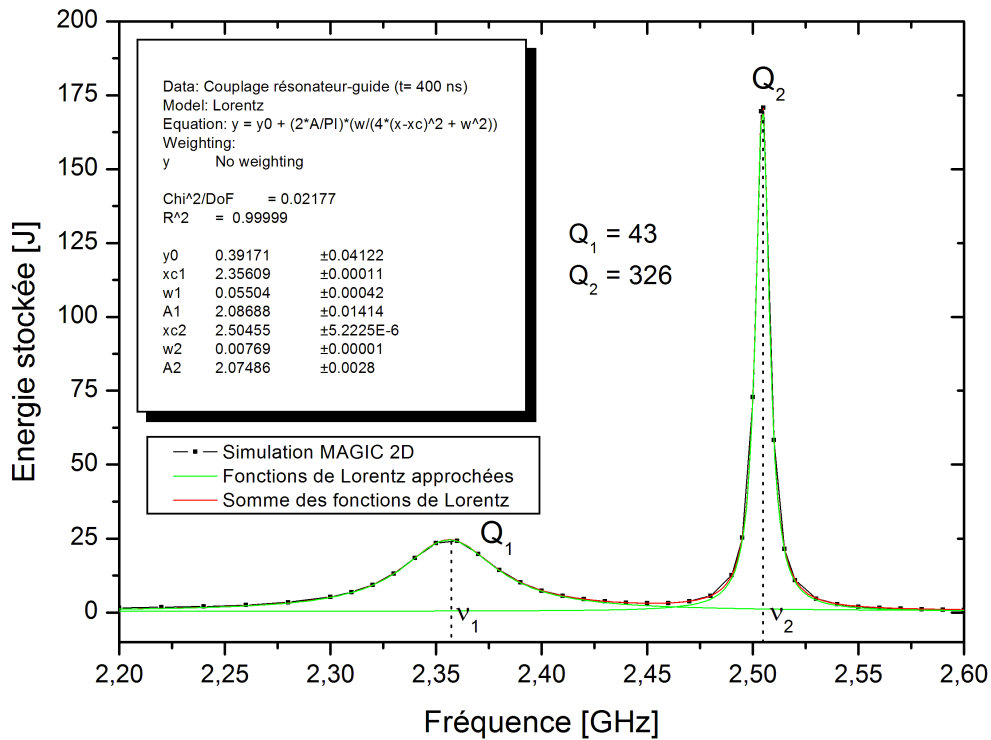


Figure III-29: Extraction des coefficients de surtension externes aux fréquences de 2,356 GHz et 2,504 GHz, à partir de la géométrie de la figure III-25b, au bout de 400 ns (régime de saturation).

Comme pour le cas de la figure III-27, les points de simulations sont approchées par des Lorentziennes afin d'extraire les coefficients de surtension externes du résonateur aux fréquences de résonance de 2,356 GHz et 2,504 GHz. On remarque sur la figure III-29 que le régime de saturation en énergie électromagnétique permet de stocker jusqu'à 175 J à 2,504 GHz. Les nouveaux coefficients de surtension calculés à partir des largeurs à mi-hauteur des pics à 2,356 GHz et 2,504 GHz sont respectivement $Q_1 = 43$ et $Q_2 = 326$; résultats en très bon accord avec le calcul analytique des figures III-28a et III-28b.

Nous venons de décrire la façon dont l'énergie électromagnétique est stockée dans le résonateur périodique couplé au guide coaxial suivant le cas de la figure III-25b. Regardons à présent la

répartition énergétique dans les différentes sections géométriques constituant la figure III-25b à la fréquence de résonance de 2,356 GHz, par exemple. Le résultat de simulation est porté sur la figure III-30.

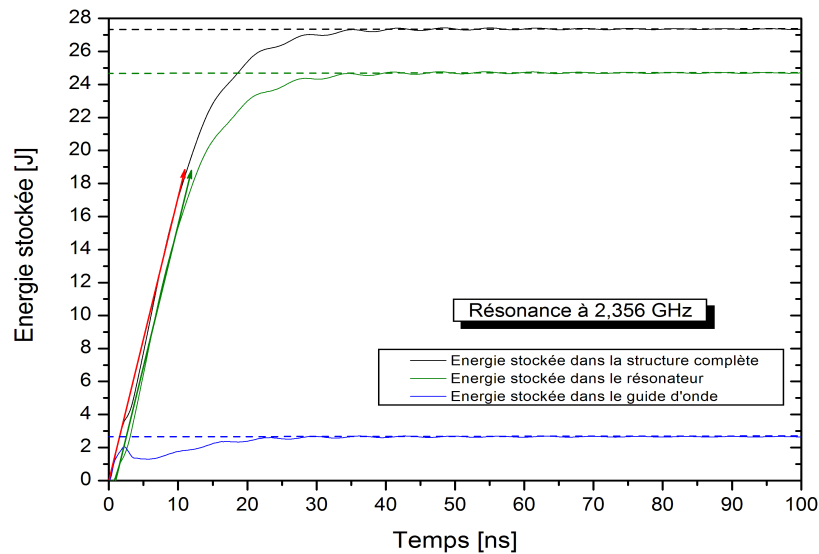


Figure III-30: Comparaison de l'énergie électromagnétique stockée dans le résonateur périodique et le guide coaxial en fonction du temps à la fréquence de résonance de 2,356 GHz, suivant la géométrie de la figure III-25b.

La figure III-30 impose plusieurs remarques que l'on peut récapituler comme suit :

- L'énergie stockée dans la structure complète est majoritairement répartie dans le résonateur périodique.
- La conservation de l'énergie est vérifiée. L'énergie totale dans la structure est égale à l'énergie stockée dans le résonateur plus celle stockée dans le guide d'onde. Cela fournit un bon diagnostic quant à la validation du code de simulation.
- Le temps caractéristique d'établissement des oscillations dans la cavité est identique à celui dans le guide coaxial. On observe cependant un décalage temporel dans le résonateur, compte tenu du temps de propagation des ondes dans le guide (cette remarque vaut également pour la figure III-28a).
- Les coefficients de surtension externes sont conservés. Ils sont les mêmes pour le système dans son ensemble comme pour le résonateur et le guide d'onde (cf les tangentes obliques de la figure III-30).
- Les calculs effectués à 2,356 GHz et 2,504 GHz conduisent respectivement aux temps caractéristiques d'établissement des oscillations dans la structure complète de 6 ns et 42 ns. Le taux de stockage énergétique, identique pour les deux fréquences considérées, correspond à 2 J/ns, calculé à partir de (III-74) et vérifié graphiquement sur la figure III-30.

III- La cavité MILO d'après les dimensions du MILO ISL/LPTP.

Nous allons à présent appliquer les résultats précédents à la structure électromagnétique du MILO. La géométrie envisagée est celle développée et brevetée par R. W. Lemke et al. [LEMKE, USP, 98], étudiée préalablement par Calico à Kirtland, sur la base de l'US Air Force, en collaboration avec du personnel travaillant à la Sandia [CALICO, 95] [LEMKE, 97] [HAWORTH, 00]. L'idée originale qui a motivé cette thèse est de reproduire le dessin du système développé par l'US Air Force en réduisant toutes les dimensions d'un facteur 2, donnant ainsi un dispositif beaucoup plus compact que celui breveté, dans la mesure où son fonctionnement théorique reste celui attendu. L'étude théorique que nous abordons dans ce paragraphe est une étape indispensable qui a permis de déterminer l'influence des cotes mécaniques sur les performances du MILO. La structure électromagnétique que nous allons décrire à présent, reportée en figure III-31, est à la base du développement expérimental que nous étudierons dans le chapitre V.

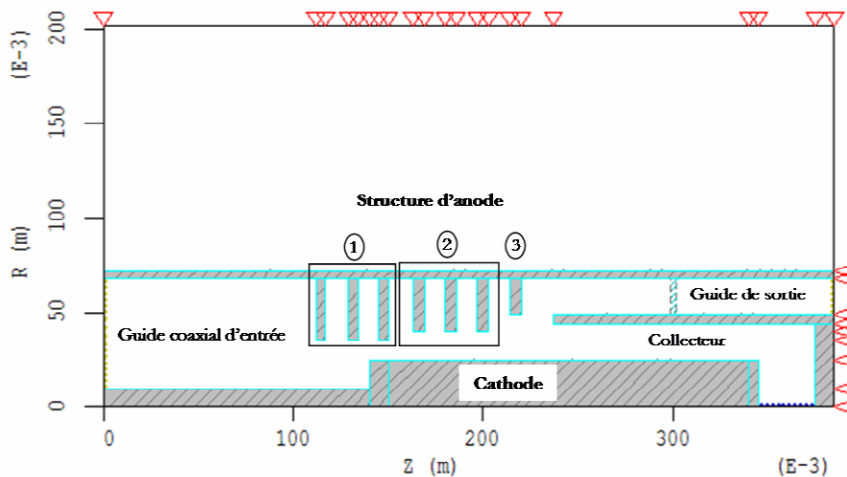


Figure III-31: Géométrie 2D axisymétrique du MILO LPTP avec mise en évidence des différentes sections de couplage.

Sur la figure III-31, nous mettons en évidence les différentes sections électromagnétiques constituant le tube. On peut les énumérer comme suit :

- En amont de la cathode (1) se trouve une succession de trois disques empilés constituant « une structure d'étranglement » pour les ondes électromagnétiques. Dans la littérature, cette configuration est appelée « Choke ».
- On reconnaît la structure à ondes lentes (2), constituée des 4 cavités couplées, décrite dans les paragraphes précédents.
- Enfin, la structure d'anode est terminée par un disque appelé extracteur (3), permettant l'extraction du signal hyperfréquence vers le guide d'onde de sortie.

L'extrémité de la cathode, côté guide de sortie, est recouverte par un collecteur formant une cavité ouverte sur le résonateur à 4 cellules.

Nous allons à présent décrire le rôle de chacune de ces sections de couplage et leur influence sur le fonctionnement du MILO.

III-1 Caractérisation de la structure électromagnétique du MILO.

III-1-1 Analyse théorique en énergie électromagnétique stockée

On procède ici comme au paragraphe III-II-4-3. Pour caractériser la structure électromagnétique du MILO, on injecte une onde plane monofréquentielle à l'extrémité du guide de sortie et on scanne en fréquence la structure géométrique sur toute une gamme s'étalant de 0 à 3 GHz. Le code MAGIC permet de calculer la densité d'énergie électromagnétique stockée, **intégrée sur tout le volume de la cavité**. Le résultat obtenu est une courbe de réponse traduisant l'énergie électromagnétique stockée dans le MILO en fonction de la fréquence, au bout d'un temps de référence choisi et égal à 100 ns (figure III-32).

Les dimensions caractéristiques choisies pour obtenir les courbes de la figure III-32 sont celles de la figure III-31, à savoir :

- Le rayon des diaphragmes constituant la cavité d'étranglement est $R_{\text{Filtre}} = 35$ mm.
- Le rayon des diaphragmes constituant le résonateur périodique à 4 cellules est $R_{\text{SWS}} = 40$ mm.
- L'extracteur a un rayon $R_{\text{Extracteur}} = 49$ mm.
- La période spatiale séparant deux cellules élémentaires est $L = 17$ mm.
- La longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode est $L_{\text{Recou}} = 103$ mm.

Les deux courbes tracées sur la figure III-32 caractérisent l'énergie électromagnétique stockée dans la structure complète et la contribution de cette énergie stockée dans le résonateur, limité par la cavité d'étranglement à gauche et l'extracteur à droite. Entre 2 et 2,6 GHz, les 4 pics de résonance caractérisent le résonateur à 4 cellules. Le système étant couplé à ses deux extrémités, on remarque un rapprochement des fréquences de résonances, par comparaison au système à 4 cellules court-circuité, selon le cas de la figure III-12. Aux plus basses fréquences, inférieures à 2 GHz, on voit apparaître les fréquences de résonances de la cavité d'étranglement (« Choke »), respectivement aux fréquences de 550 MHz et 1,63 GHz. Ces résonances sont très étalées du fait du couplage avec les autres sections constituant le tube, ce qui a pour effet de diminuer les coefficients de surtension externes. En effet, peu d'énergie électromagnétique est stockée dans la cavité d'étranglement compte tenu des fuites par couplage de part et d'autre de cette structure. En revanche aux fréquences de résonances supérieures à 2 GHz, on peut remarquer que le

couplage entre le résonateur à 4 cellules et la cavité d'étranglement est faible, car d'une part les 4 fréquences de résonances sont parfaitement identifiables et d'autre part les coefficients de surtension à ces fréquences sont plus élevés que ceux des fréquences associées à la cavité d'étranglement. Il y a donc un faible couplage des modes du résonateur à 4 cellules avec ceux caractérisant la cavité d'étranglement [BOUDOURIS, 71]. Entre 2 et 2,6 GHz, la structure à ondes lentes est ainsi court-circuitée en amont par la cavité d'étranglement et ouverte en aval sur le guide de sortie et la cavité formée et constituée par le collecteur et la cathode. Le couplage qui intervient au niveau du résonateur périodique à 4 cellules, qui se traduit par le décalage en fréquence observé précédemment, vient donc des fuites via le guide de sortie et du stockage énergétique dans la cavité formée du collecteur et de la cathode.

De plus, lorsque les électrons sont introduits dans la structure, on remarque un nouveau décalage de la fréquence à 2,48 GHz vers celle à 2,44 GHz (trait pointillée sur la figure III-32). En effet, la présence du faisceau électronique introduit une source dissipative dans la cavité MILO, constituée par des pertes supplémentaires dans la charge du faisceau, appelé « Beam Loading » [BARKER, 01]. Le coefficient de surtension en charge Q_0 à la fréquence de fonctionnement du MILO est dans ce cas modifié car corrigé d'un nouveau facteur Q introduit par la présence du faisceau électronique.

III-1-2 Analyse théorique en transmission

Nous rapprochons les résultats précédents, déduits de l'analyse en énergie stockée, de ceux étudiés dans ce paragraphe en transmission.

A partir de la puissance injectée à l'extrémité du guide de sortie, on regarde la puissance transmise à l'entrée du tube pour chaque fréquence comprise entre 0 et 3 GHz. Le rapport entre l'amplitude de la puissance transmise et la puissance initiale injectée donne le coefficient de transmission. Ce dernier est porté sur la figure III-33, en fonction de la fréquence. Dans les mêmes conditions géométriques que la figure III-32, la puissance injectée via le guide de sortie est de 6,357 GW, d'après la relation (III-77), démontrée en annexe (Annexe F). La différence de potentiel appliquée entre les armatures du guide de sortie est de 500 kV. Les simulations sont effectuées en ayant introduit des conditions de port adaptées aux extrémités de la structure géométrique, de telle sorte qu'il n'y ait aucune réflexion parasite à ces endroits pouvant perturber la réponse en fréquence.

Ces considérations étant faites, on peut analyser le résultat porté sur la figure III-33. On remarque qu'aux fréquences de 550 MHz et 1,63 GHz, la transmission du signal électromagnétique injecté au départ est maximale. Au contraire, pour des fréquences supérieures

à 2,25 GHz, il n'y a plus aucun signal transmis vers le port de gauche. La cavité d'étranglement joue donc, à ces fréquences, un rôle de court-circuit et de filtre passe-bas.

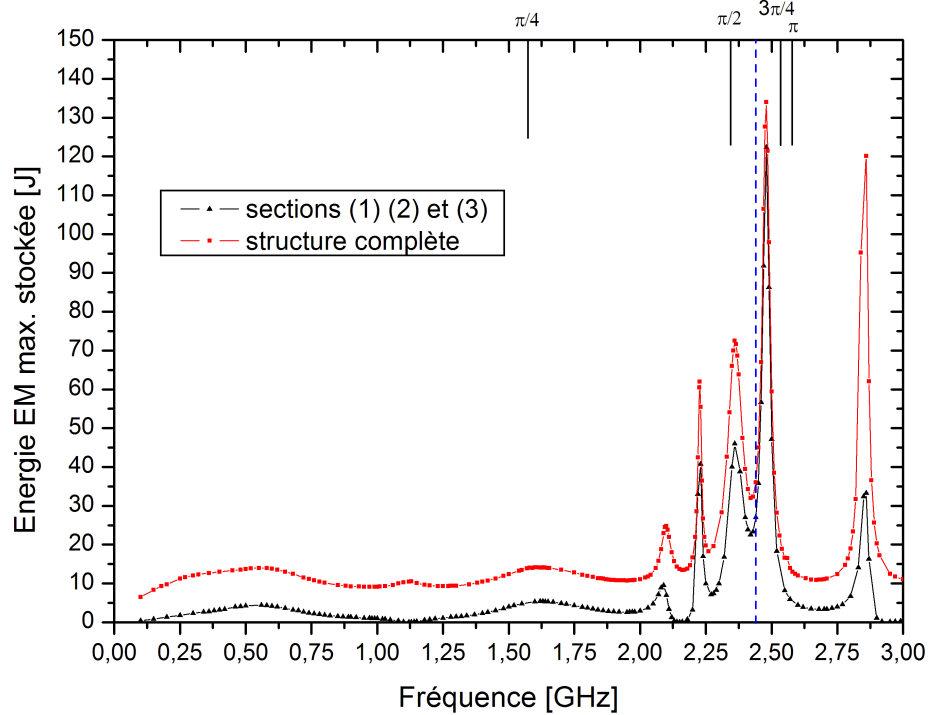


Figure III-32: Caractérisation électromagnétique de la structure MILO d'après les dimensions de la figure III-31. Les fréquences de résonance indiquées sur l'échelle du haut correspondent aux fréquences du mode fondamental du résonateur court-circuité à 4 cellules de la figure III-12. Le trait pointillé indique la fréquence d'oscillation du MILO en présence des électrons.

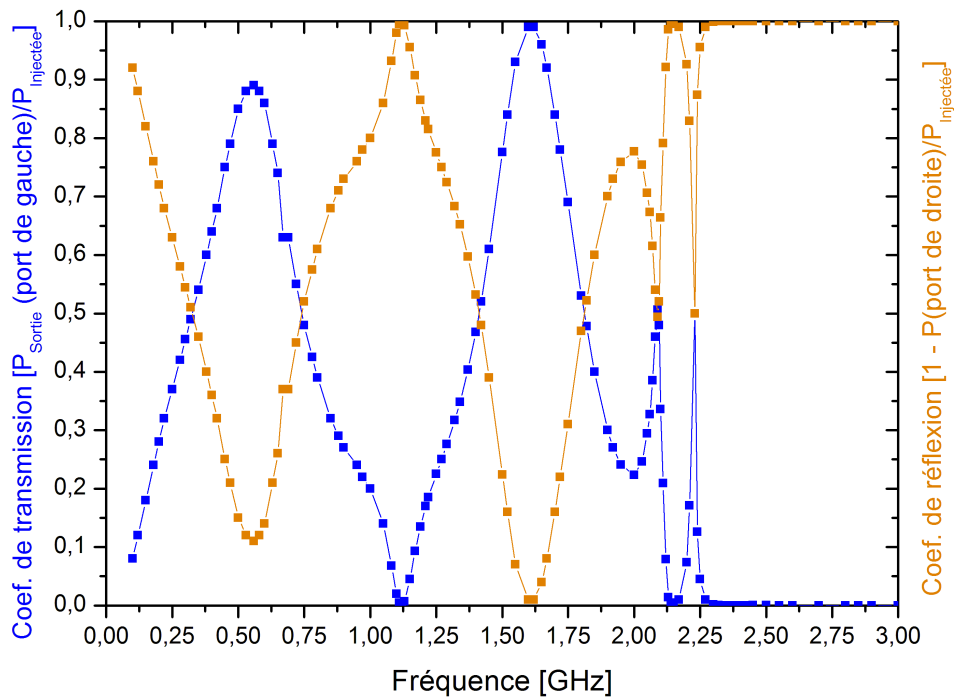


Figure III-33: Variation du coefficient de transmission et du coefficient de réflexion calculés respectivement aux deux ports situés de part et d'autre de la géométrie de la figure III-31 en fonction de la fréquence d'injection au port de droite côté guide de sortie.

III-1-3 Discussion sur l'étude comparée entre l'analyse en énergie et l'analyse en transmission

A partir de l'analyse en transmission, on peut former et discuter le coefficient de réflexion R au port de droite, côté guide de sortie. Soit T , le coefficient de transmission introduit au paragraphe précédent. Pour chaque fréquence comprise entre 0 et 3 GHz, on a $R + T = 1$, ce que l'on vérifie aisément sur la figure III-33 à partir des résultats simulés. Ainsi tout maximum de T est un minimum pour R . Aux fréquences de résonance de la cavité d'étranglement (550 MHz et 1,63 GHz), le coefficient de transmission T est maximal au port de gauche et l'énergie stockée dans la structure MILO reste faible comparée à l'énergie pouvant être stockée dans la section comprenant le résonateur à 4 cellules (2). En d'autres termes, il y a très peu de réflexion vers le guide de sortie, au bout de 100 ns. Le signal injecté à ces fréquences traverse la structure et stocke de l'énergie dans le filtre (1), de l'ordre de quelques joules sur la figure III-32. On remarque également qu'à 1,125 GHz, le coefficient de réflexion est maximal et l'énergie stockée dans les sections (1) (2) et (3) nulle. A cette fréquence, le signal injecté est réfléchi totalement par le résonateur périodique sans permettre à la cavité d'osciller.

Au contraire, pour les fréquences supérieures à 2,25 GHz, la cavité d'étranglement réfléchit totalement les ondes injectées et permet un stockage énergétique optimal dans le résonateur à 4 cellules avant de restituer cette énergie dans le guide de sortie par couplage électromagnétique.

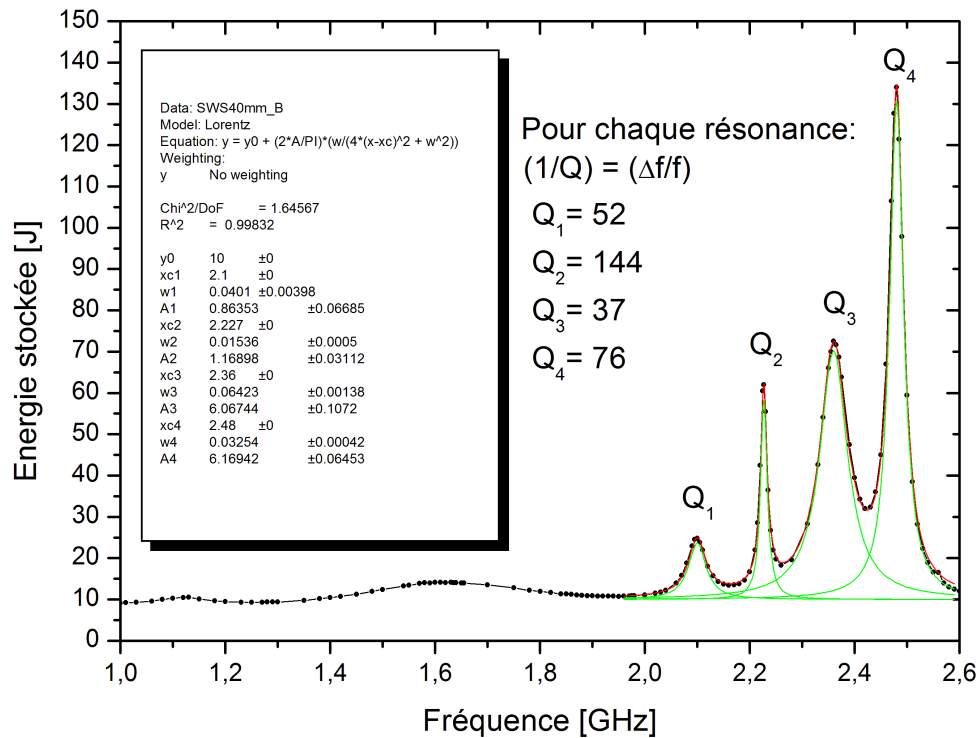
Les figures III-32 et III-33 appellent donc les deux conclusions suivantes :

- Il existe certaines fréquences pour lesquelles la structure géométrique du MILO ne permet pas de stockage énergétique soit parce que les fuites par couplage sont trop importantes à ces fréquences (le signal injectée traverse la structure), soit parce que le résonateur périodique n'oscille pas et que le signal est réfléchi par la cavité d'étranglement.
- Au bout de 100 ns, il existe une gamme de fréquence, supérieures à 2,25 GHz, où la structure stocke une certaine quantité d'énergie électromagnétique et la restitue par couplage vers le port de droite, côté guide de sortie. On rappelle que les parois sont considérées comme parfaites, il n'y a donc aucune dissipation d'énergie dans celles-ci de telle sorte qu'il existe un temps t au bout duquel toute cette énergie est évacuée vers l'extérieur.

Dans le MILO, tout l'art consiste à stocker suffisamment d'énergie électromagnétique dans un minimum de temps afin de restituer cette énergie vers le guide de sortie le plus rapidement possible. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que le paramètre physique décrivant ce

processus de stockage énergétique est le coefficient de surtension externe. Nous allons discuter à présent ce coefficient pour les résonances du système périodique à 4 cellules dans la géométrie de la figure III-31.

Le calcul des différents coefficients de surtension externes, déduit des largeurs à mi-hauteur des Lorentziennes approchant les courbes de la figure III-32, est porté figure III-34.



Les 4 résonances observées sur la figure III-34 correspondent aux 4 premiers modes fondamentaux du résonateur périodique à 4 cellules. A la fréquence de 2,48 GHz l'énergie stockée dans la structure et plus précisément dans le résonateur est maximale avec un coefficient de surtension associé $Q_4 = 76$. Or, il existe une fréquence de résonance à 2,227 GHz, pour laquelle le coefficient de surtension atteint une valeur plus importante de 144. Ceci confère au mode associé à cette fréquence un caractère isolé et faiblement couplé avec les modes voisins [BOUDOURIS, 71]. Cependant, la figure III-33 montre qu'à cette fréquence, il y a 50% du signal transmis vers le port de gauche et 50% de celui-ci réfléchi vers le port d'injection. Ces pertes limitent la quantité d'énergie à stocker dans le résonateur périodique.

Pour fonctionner le MILO doit emmagasiner suffisamment d'énergie électromagnétique pour échanger de l'énergie avec le faisceau. A 2,48 GHz, les conditions sont requises pour stocker un maximum d'énergie électromagnétique :

- D'une part le coefficient de surtension externe est suffisamment élevé et deux fois plus important que celui associé au mode voisin. Le mode correspondant est alors suffisamment isolé pour garantir un fonctionnement stable du tube sur le mode π .
- D'autre part, la transmission nulle vers le port de gauche réduit les fuites de rayonnement et favorise le couplage vers le guide de sortie.

III-2 Influence du filtre d'entrée constituant la cavité d'étranglement (« Choke »).

L'implantation d'une cavité d'étranglement dans les tubes MILO n'est pas systématique [DAVIS, 89]. Les premiers prototypes expérimentaux développés à Kirtland par l'US Air-Force n'en possèdent pas [LEMKE, 90]. Ce sont les travaux de l'équipe de la Sandia à Albuquerque (Etats-Unis) qui ont permis d'envisager une structure d'anode où les premiers disques empilés ont des ouvertures plus petites que ceux où se produisent l'interaction et les échanges d'énergie dans la ligne [CALICO, 95]. Les études théoriques reprises et menées par R. W. Lemke et al. ont finalement montré et justifié l'utilisation et la conception d'un filtre à l'entrée de la structure à ondes lentes [LEMKE, 97], ce qui a conduit à la réalisation du tube MILO sur lequel est principalement basé notre étude [HAWORTH, 00]. On remarquera, également à titre de comparaison, que le dispositif anglais a suivi la même démarche. Tout d'abord une étude préliminaire a permis de caractériser le fonctionnement de ce tube et de valider le code de simulation [ASHBY, 95]. Enfin, la construction et l'implantation d'une succession de disques empilés formant une structure à ondes lentes et à rayons progressifs, appelé « taper » dans la littérature et basé sur un principe analogue à celui du dispositif de l'US Air-Force, ont permis de concrétiser un prototype expérimental [EASTWOOD, 98] aboutissant à un système breveté [EASTWO., USP, 00]. Comme on peut le constater, les études précédentes ont donné lieu à de nombreuses publications. **Il apparaît donc judicieux de refaire une étude détaillée du rôle de la cavité d'étranglement adaptée aux dimensions de notre dispositif compact.** Pour ce faire, on fait varier le rayon des iris des trois premiers disques empilés constituant le filtre d'entrée (section (1), figure III-31) et on compare sur la figure III-35 l'énergie stockée « à froid » dans la structure complète en fonction de la fréquence lorsque le rayon commun aux trois iris de la section (1) vaut successivement 35 mm, 38 mm et 40 mm (pas de filtre d'entrée dans ce dernier cas dans les dimensions de la figure III-31). Dans ces trois configurations on trace le coefficient de transmission au port de gauche, côté entrée du tube, en fonction de la fréquence d'injection au port de droite, côté guide de sortie (figure III-36). Enfin, on porte sur la figure III-37 le résultat simulé de la puissance hyperfréquence à la sortie du MILO en présence d'électrons sous la structure à ondes lentes dans les trois cas envisagés précédemment.

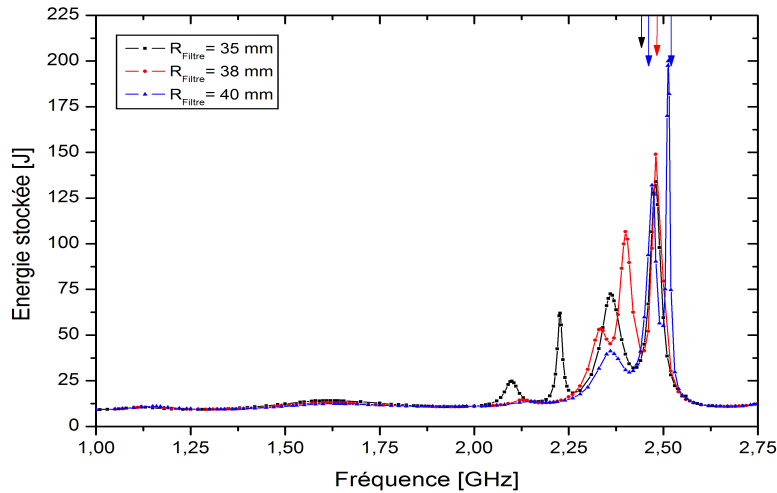


Figure III-35: Caractérisation électromagnétique de la structure MILO d'après les dimensions de la figure III-31 pour trois rayons du filtre d'entrée. Les flèches indiquent les fréquences d'oscillation du MILO en présence d'électrons dans les trois configurations.

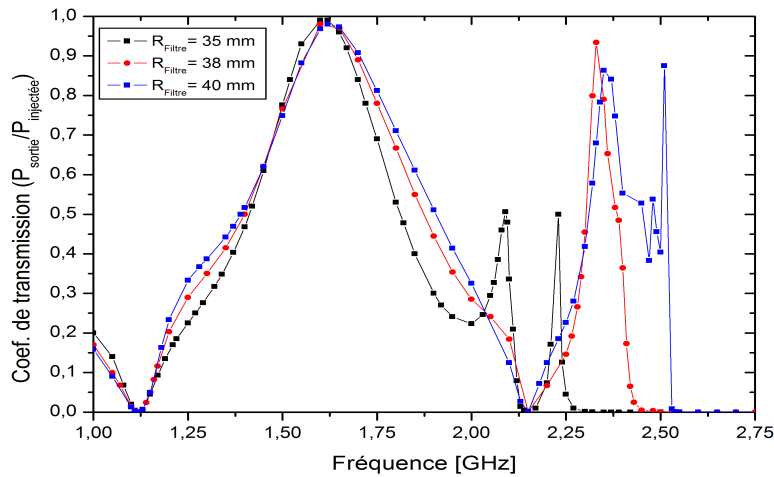


Figure III-36: Variation du coefficient de transmission calculé au port de gauche en fonction de la fréquence injectée au port de droite (côté guide de sortie) dans la géométrie de la figure III-31 et pour trois rayons du filtre d'entrée.

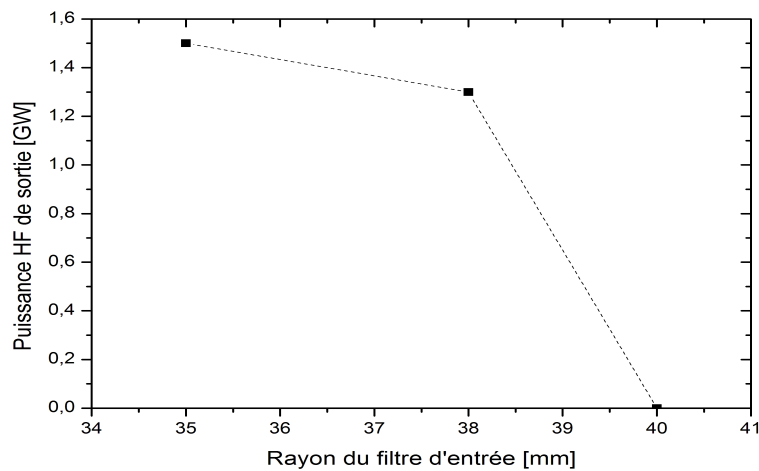


Figure III-37: Puissance hyperfréquence stabilisée en sortie de MILO dans les trois configurations de filtre d'entrée choisies.

Les simulations « à froid » (sans faisceau) sont obtenues dans les mêmes conditions physiques que dans les sections précédentes. Une onde plane monofréquentielle est injectée par le guide de sortie permettant de calculer, d'une part l'énergie électromagnétique totale stockée dans le volume de la géométrie considérée pour trois rayons du filtre d'entrée différents (figure III-35), d'autre part le coefficient de transmission déduit du rapport entre la puissance transmise calculée par le code MAGIC et la puissance injectée côté guide de sortie (figure III-36). Ainsi, on peut remarquer sur la figure III-35 que les fréquences de résonance de la structure à ondes lentes sont de plus en plus rapprochées à mesure que le rayon du filtre d'entrée tend vers le rayon du résonateur périodique à 4 cellules. Les modes associés aux fréquences supérieures à 2,40 GHz stockent une grande quantité d'énergie, rendant possible l'interaction dans la ligne sur plusieurs modes voisins (flèches bleues pour la configuration à $R_{\text{filtre}} = 40$ mm). Dans ce contexte, l'oscillation du MILO devient instable et fait chuter immédiatement la puissance hyperfréquence en sortie du tube (figure III-37). De plus, en comparant avec la figure III-36, dans la configuration où $R_{\text{filtre}} = 40$ mm, on remarque que les fréquences de résonance sur lesquelles oscille le système correspondent à des modes où l'énergie stockée fuit entre 50 et 90% vers l'entrée du tube, contribuant à réduire considérablement l'émission hyperfréquence en sortie. Pour $R_{\text{filtre}} = 38$ mm, les fuites vers le port de gauche à la fréquence d'oscillation du tube sont restreintes permettant de maintenir le couplage du résonateur à 4 cellules avec le guide de sortie, favorable à l'extraction du rayonnement vers le port de sortie. La figure III-37 montre qu'il est encore possible dans ce cas d'extraire une puissance hyperfréquence stabilisée de 1,3 GW. Lorsque $R_{\text{filtre}} = 40$ mm, les fréquences de résonance du résonateur $\lambda/4$ remontent (figure III-35), la cavité d'étranglement ne joue plus son rôle de court-circuit et l'énergie stockée dans la structure à onde lente correspond à celle emmagasinée par les modes propres d'un résonateur à 6 cellules couplées dans la géométrie de la figure III-31. C'est d'ailleurs pour cela que les fréquences de résonance sont tant rapprochées. Enfin, on pourra remarquer également sur la figure III-36 que le comportement de la ligne de transmission entre 1,125 et 2,0 GHz ne change pratiquement pas quelle que soit la configuration du filtre envisagée.

Pour comprendre la physique du dispositif à 6 cellules couplées sans discontinuité dans les rayons, analysons le cas porté figure III-38. On constate que les coefficients de surtension externes associés aux modes propres sur lesquels fonctionne le système sont de 91 à 2,47 GHz et 256 à 2,51 GHz (mode π dans ce dernier cas). Le temps caractéristique de remplissage de la cavité en énergie à la fréquence du mode π correspondant est de 32 ns, d'après (III-75). Il faut autant de temps pour extraire cette énergie du résonateur, soit 32 ns supplémentaire. Ainsi, l'impulsion délivrée par le générateur doit au moins être supérieure à 64 ns pour exciter la fréquence du mode

π . Bien que le temps caractéristique de remplissage de l'énergie sur le mode voisin soit de 11 ns, c'est-à-dire 22 ns pour extraire cette énergie en émission hyperfréquence, le champ RF induit dans l'anode à cette fréquence (2,47 GHz) n'est pas suffisant pour permettre une modulation du faisceau d'électrons conduisant à la mise en paquets (« bunching ») nécessaire au rayonnement hyperfréquence. L'augmentation d'énergie électromagnétique dans la cavité se répartit entre ces deux modes, faiblement couplés et capables de stocker jusqu'à plus de 125 J d'énergie (figure III-38). Par conséquent l'interaction simultanée sur les deux modes est rendue possible pour une durée d'impulsion supérieure à 64 ns. La puissance hyperfréquence nulle en sortie (figure III-37) est donc davantage liée à un mauvais couplage électromagnétique qu'à une absence d'interaction dans la ligne de transmission puisqu'il suffit d'ajuster la durée d'impulsion du générateur pour permettre à la cavité d'osciller. Le rôle du filtre en amont de la structure à ondes lentes est donc **de forcer les oscillations de la cavité périodique** le plus tôt possible, en réfléchissant les ondes électromagnétiques afin d'assurer un taux d'ondes stationnaires suffisant pour garantir les échanges d'énergie dans la ligne [HAWORTH, 98], [CALICO, 95]. Dans ces conditions, le MILO peut osciller pour de courtes durées d'impulsion du générateur haute tension.

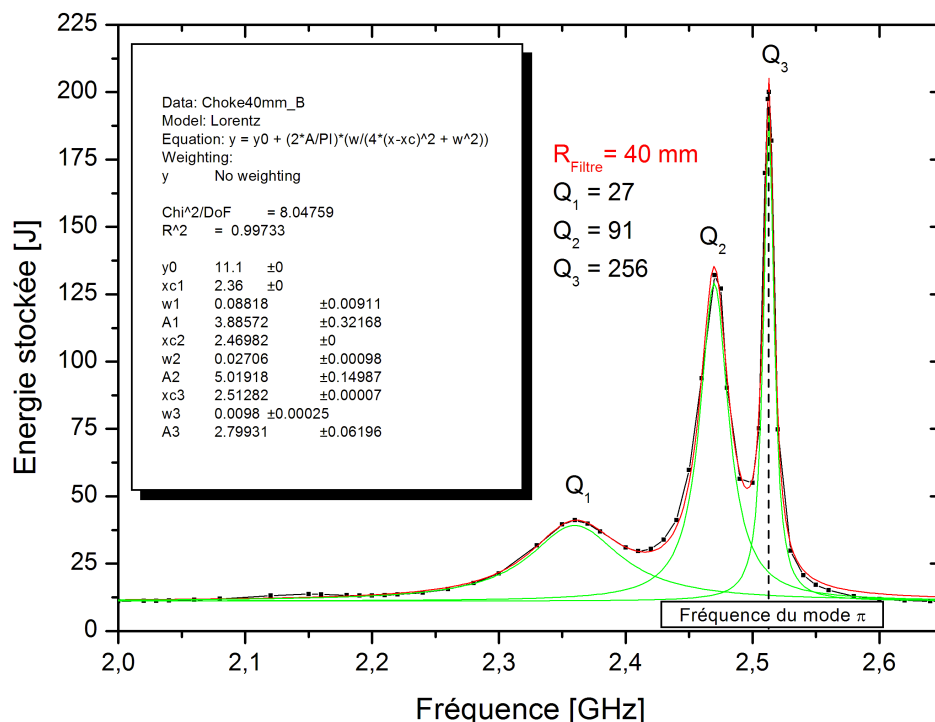


Figure III-38: Extraction des coefficients de surtension externes des fréquences de résonance des modes hautes fréquences de la structure MILO à 6 cellules couplées. La courbe rouge représente la somme des Lorentziennes associées à chacune des résonances marquées de 1 à 3 (courbes vertes).

Une autre façon d'établir les oscillations dans la cavité sans augmenter la longueur d'impulsion du générateur est d'augmenter le nombre de cellules constituant la structure à ondes lentes.

Raymond W. Lemke a montré qu'il était possible de faire fonctionner le MILO sans cavité d'étranglement à condition d'implanter une structure à ondes lentes avec un minimum de 11 cellules [LEMKE, 97]. Le système oscille si le gain de boucle est supérieur à l'unité. En l'absence de court-circuit à gauche, il faut augmenter le gain de la ligne, donc le nombre de cellules. La structure est alors capable de propager une plus grande quantité de modes. Dès lors que le système oscille, des échanges d'énergie peuvent avoir lieu mais la puissance hyperfréquence de sortie reste **limitée par le nombre de modes excités**. Lorsque la longueur de la ligne à retard est suffisante, justifiant l'utilisation d'un minimum de 11 cellules couplées, une composante longitudinale du faisceau d'électrons en condition d'isolement magnétique peut **exciter l'une des composantes progressives** des ondes électromagnétiques se propageant dans la ligne et faciliter l'extraction du rayonnement vers l'avant du tube par propagation de l'énergie et vitesse de groupe positive.

Ainsi, dans les dimensions et les conditions de fonctionnement de notre dispositif, il est indispensable de placer la cavité d'étranglement en amont du résonateur périodique où s'effectue l'interaction entre le faisceau et le champ RF généré dans celui-ci. Les conclusions que l'on tire sont les suivantes :

- A la fréquence de fonctionnement du MILO dessiné selon les cotes de la figure III-31, les ondes électromagnétiques sont évanescentes dans le filtre (1) permettant de court-circuiter le résonateur périodique à 4 cellules tout en laissant passer les fréquences inférieures à 2 GHz [LEMKE, 97].
- La discontinuité des rayons entre le filtre et la structure à ondes lentes contribue à augmenter le taux d'ondes stationnaires dans le résonateur périodique [CALICO, 95].
- Cette discontinuité s'accompagne d'une augmentation du champ électrique permettant d'augmenter le courant électronique dans la ligne et donc la puissance micro-onde en sortie [HAWORTH, 98].
- Notre MILO court-circuité en amont par le filtre ainsi dimensionné, fonctionne sur un seul mode excité : le mode π du résonateur périodique à 4 cellules.
- Le filtre d'entrée permet de concevoir des dispositifs compacts à peu de cellules.
- Le filtre d'entrée permet enfin d'augmenter la longueur d'impulsion micro-onde en réduisant les temps caractéristiques de stockage énergétique.

III-3 Dimensionnement de l'extracteur.

Comme nous l'avons vu dans les sections précédentes, le dispositif de la figure III-31 oscille sur le mode π . Contrairement aux amplificateurs à propagation d'ondes et d'énergie du type TOP (Tube à Ondes Progressives), le mode π sur lequel interagissent la plupart des oscillateurs de type M est un mode stationnaire qui ne se propage pas et qui offre la possibilité de stocker une grande quantité d'énergie électromagnétique. Ainsi, pour extraire cette énergie, il faut coupler la cavité de l'oscillateur au guide de sortie. Ce couplage est réalisé par l'extracteur (section (3) sur la figure III-31) qui fixe l'orifice par lequel la puissance hyperfréquence est extraite et se propage vers l'extérieur. Afin d'optimiser la puissance à extraire, on fait varier le rayon de l'extracteur (3) et on porte les informations suivantes sur le graphe de la figure III-39 :

- Variation de la puissance hyperfréquence en sortie du tube, côté guide de sortie.
- Variation du coefficient de surtension externe à la fréquence du mode π sur lequel s'effectue l'interaction avec le faisceau d'électrons.
- Variation de l'énergie stockée, sans faisceau, dans toute la structure électromagnétique en injectant une puissance par le guide de sortie.
- Variation de l'énergie stockée dans cette même structure en présence du faisceau.

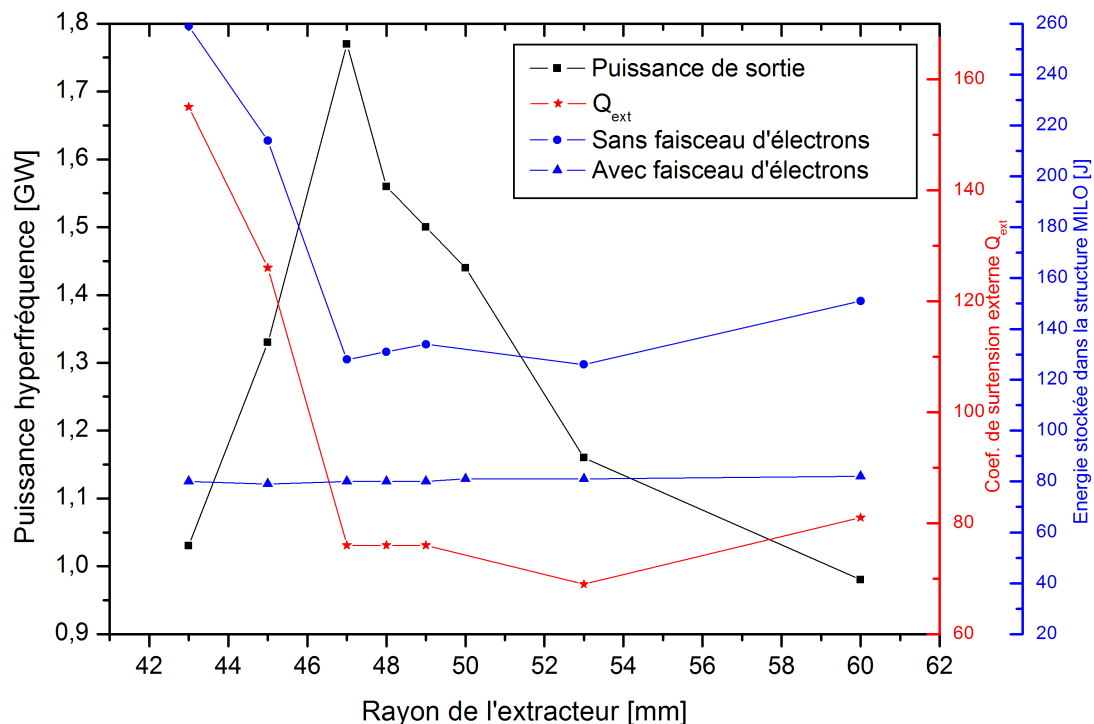


Figure III-39: Ajustement du rayon de l'extracteur pour garantir le meilleur couplage entre le résonateur périodique et le guide d'onde de sortie. Variation en fonction du rayon de l'extracteur de la puissance de sortie, du coefficient de surtension externe, de l'énergie stockée dans toute la structure avec et sans faisceau d'électrons. Tous les calculs sont effectués pour une durée de simulation égale à 100 ns.

La figure III-39 montre qu'il existe un rayon de l'extracteur optimal pour lequel un maximum de puissance hyperfréquence est extrait du résonateur périodique ($R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$). A l'inverse, du côté des petites ouvertures ($R_{\text{Extracteur}} = 43 \text{ mm}$) comme du côté des grandes ($R_{\text{Extracteur}} = 60 \text{ mm}$), la puissance en sortie ne dépasse pas 1 GW. Lorsque l'iris de couplage avec le guide de sortie se ferme, le résonateur peut emmagasiner et piéger une grande quantité d'énergie (jusqu'à 260 J) parce que les pertes par couplage sont modérées (Q_{ext} élevé). Ainsi, l'extraction du rayonnement vers la sortie est rendue plus difficile et demande plus de temps. L'énergie piégée dans le résonateur est alors en partie dissipée dans la charge du faisceau par effet « Beam Loading ». Lorsque l'ouverture vers la sortie est plus importante, le stockage énergétique est plus difficile (150 J au maximum) parce que les fuites sont plus élevées (Q_{ext} faible). On constate donc qu'il existe un compromis entre les pertes par couplage et celles par dissipation permettant d'optimiser la puissance de sortie. Ainsi, l'ajustement du rayon de l'extracteur assure la meilleure géométrie du dispositif hyperfréquence. Ceci passe par le calcul très précis du coefficient de surtension externe. La figure III-39 montre que le système est optimisé pour $Q_{\text{ext}} = 76$. Une variation de plus ou moins 10 unités de ce paramètre modifie le comportement du MILO. L'énergie doit être évacuée assez rapidement pour pallier la dissipation, tout en permettant simultanément des échanges d'énergie dans la structure hyperfréquence (condition réalisée pour $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$). D'après la figure III-39, le faisceau d'électrons est capable de transférer un maximum de 80 J d'énergie hyperfréquence dans la géométrie du résonateur périodique de la figure III-31. Cette énergie est constante quelle que soit le rayon de l'extracteur. Celui-ci reste donc spécialement dimensionné pour extraire la puissance hyperfréquence vers la sortie du tube. Le couplage du résonateur périodique avec le guide de sortie est optimal lorsque toute l'énergie hyperfréquence stockée est extraite vers l'extérieur. La géométrie doit donc être dessinée pour maximiser la puissance délivrée à la charge.

III-4 Discussion du coefficient de surtension en charge

Afin de discuter la nature des pertes dans les différentes configurations de couplage précédent, on se propose de calculer le **coefficient de surtension en charge du résonateur**. Celui-ci prend en compte les pertes dissipatives dans la charge du faisceau et les pertes par couplage vers l'extérieur côté guide de sortie (le résonateur étant supposé court-circuité côté filtre). Ainsi les pertes intrinsèques au résonateur périodique peuvent s'exprimer par la relation (III-78) :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_f} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (\text{III-78})$$

où Q est le coefficient de surtension en charge du résonateur et Q_f le coefficient de surtension lié aux pertes dissipatives dans la charge du faisceau. On remarque que lorsque les termes situés à droite du signe égal dans (III-78) augmentent, le coefficient $1/Q$ augmente également. Le coefficient de surtension en charge diminue dans ce cas, ce qui a deux conséquences directes : tout d'abord l'émission hyperfréquence en sortie a lieu plus tôt. Ensuite, la largeur à mi-hauteur de la figure de résonance à la fréquence d'oscillation du tube est plus importante. Donc, plus la figure de résonance est « piquée », plus la puissance de sortie est importante et moins il y a de pertes.

Analysons les pertes liées à la configuration $R_{\text{Extracteur}} = 43$ mm. Le calcul de Q_{ext} donné figure III-39 conduit à 155. A la fréquence d'oscillation du MILO de 2,48 GHz dans ce cas, cela donne un temps caractéristique de stockage énergétique de 20 ns, d'après la relation (III-75). Il faut donc un minimum de 40 ns pour extraire cette énergie du résonateur. Or, on voit bien sur la figure III-40 que l'émission hyperfréquence démarre au voisinage de 20 ns. Cette information fournit un premier diagnostic montrant qu'une partie de l'énergie stockée est dissipée dans la charge du faisceau. Pour s'en convaincre, calculons le coefficient de surtension en charge. La figure III-41 représente l'augmentation d'énergie hyperfréquence au cours du temps. La courbe obtenue est analogue à celle montrée figure III-24. L'accroissement énergétique ΔE pendant le temps Δt donne un taux de 5 J/ns, soit un temps caractéristique de stockage τ_0 de 8 ns, d'après les calculs déduits de la figure III-24. Ramené à la fréquence d'oscillation de 2,48 GHz, le coefficient de surtension en charge Q vaut 62 (III-75). A partir de la relation (III-78), on en déduit aisément le coefficient de surtension lié au faisceau et l'on trouve $Q_f = 103$. On procède de la même manière pour $R_{\text{Extracteur}} = 47$ mm et $R_{\text{Extracteur}} = 53$ mm. Les résultats sont portés dans le tableau III-3.

	Fréquence (GHz)	Q_{ext}	Q	Q_f	Géométrie
$R_{\text{ext}} = 43$ mm	2,48	155	62 ± 1	103 ± 3	Sous-couplée
$R_{\text{ext}} = 47$ mm	2,45	76	65 ± 2	449 ± 95	Sur-couplée
$R_{\text{ext}} = 53$ mm	2,44	69	65 ± 2	1121 ± 595	Sur-couplée

Tableau III-3 : Calcul des coefficients de surtension pour trois rayons différents de l'extracteur.

Le tableau III-3 est en bon accord avec les résultats de la figure III-40. En effet, pour $R_{\text{Extracteur}} = 47$ mm et $R_{\text{Extracteur}} = 53$ mm, Q_{ext} est voisin de Q . L'émission hyperfréquence débute entre 16 et 20 ns, suivant les cas, ce que prévoit le calcul à partir de Q_{ext} (l'effet du faisceau sur le couplage est négligeable dans ce cas). Au contraire, le résultat pour $R_{\text{Extracteur}} = 43$ mm permet d'affirmer que les

pertes par dissipation dans la charge du faisceau sont à prendre en compte et ont lieu lorsque le rayon de l'extracteur diminue. L'énergie piégée dans le résonateur dans ce cas est difficile à extraire et l'effet « Beam Loading » n'est pas négligeable. De plus, le décalage en fréquence est plus important. La présence du faisceau modifie donc l'impédance de la ligne. Enfin, bien que les coefficients de surtension externes soient proches pour $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $R_{\text{Extracteur}} = 53 \text{ mm}$, dans le premier cas les fuites contribuent à optimiser l'émission hyperfréquence alors que, dans le second cas, les pertes par couplage extérieur sont trop importantes pendant le processus de transfert énergétique et réduisent les performances du dispositif. On comprend bien d'après ce qui précède que pour fonctionner, **le résonateur périodique doit être désadapté au guide de sortie et majoritairement sur-couplé.**

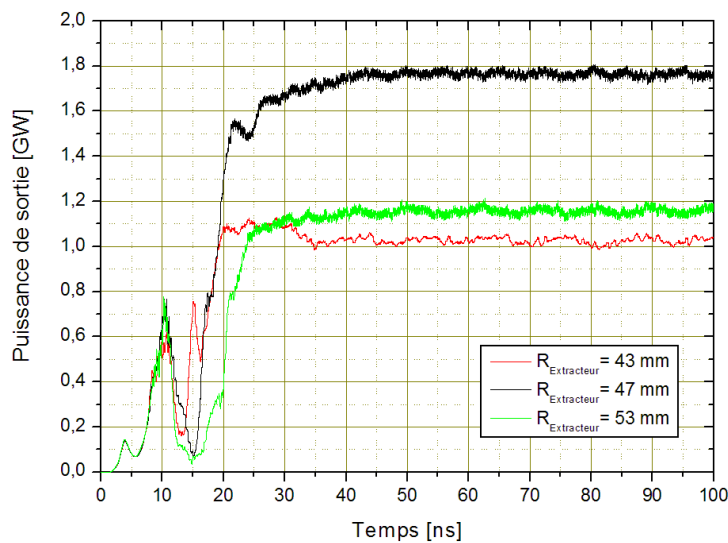


Figure III-40: Simulation de la puissance hyperfréquence en sortie du MILO en fonction du temps, dans la configuration de la figure III-31, pour trois rayons différents de l'extracteur.

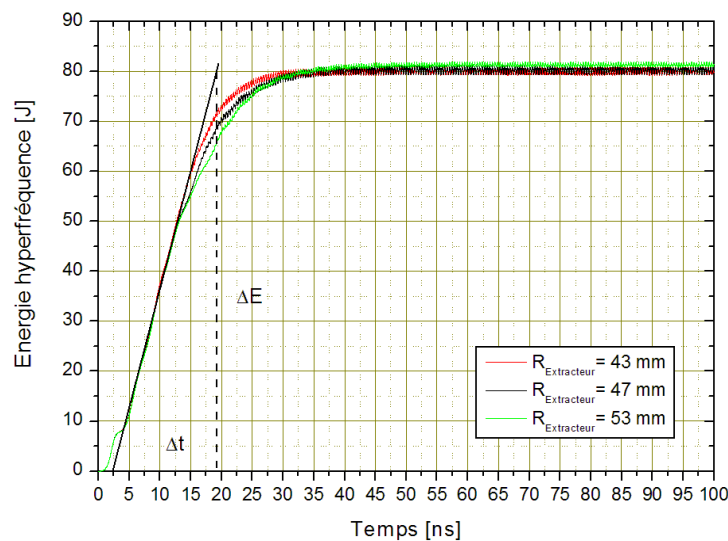


Figure III-41: Etablissement de l'énergie hyperfréquence dans la géométrie de la figure III-31 pour trois rayons différents de l'extracteur.

III-5 Influence de la longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode

Le paramètre géométrique que constitue la longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode a été discuté dans le chapitre II. Le dimensionnement de cette grandeur est indispensable au fonctionnement du MILO dans notre configuration (figure III-31) puisqu'elle fixe la géométrie du faisceau, les conditions d'isolement magnétique ainsi que les conditions d'oscillation dans la structure à ondes lentes. L'objet du présent paragraphe est de montrer également l'influence de la longueur de recouvrement sur le couplage du résonateur au guide de sortie. On procède comme au paragraphe III-III-3 en faisant varier la longueur de recouvrement ; toutes les autres grandeurs géométriques étant fixées ($R_{\text{Filtre}} = 35$ mm, $R_{\text{SWS}} = 40$ mm et $R_{\text{Extracteur}} = 49$ mm). On calcule le coefficient de surtension externe « à froid » à la fréquence du mode sur lequel se produit l'interaction pour chacune de ces longueurs. On compare ensuite Q_{ext} à la puissance hyperfréquence émise en sortie du tube. Les résultats sont portés figure III-42.

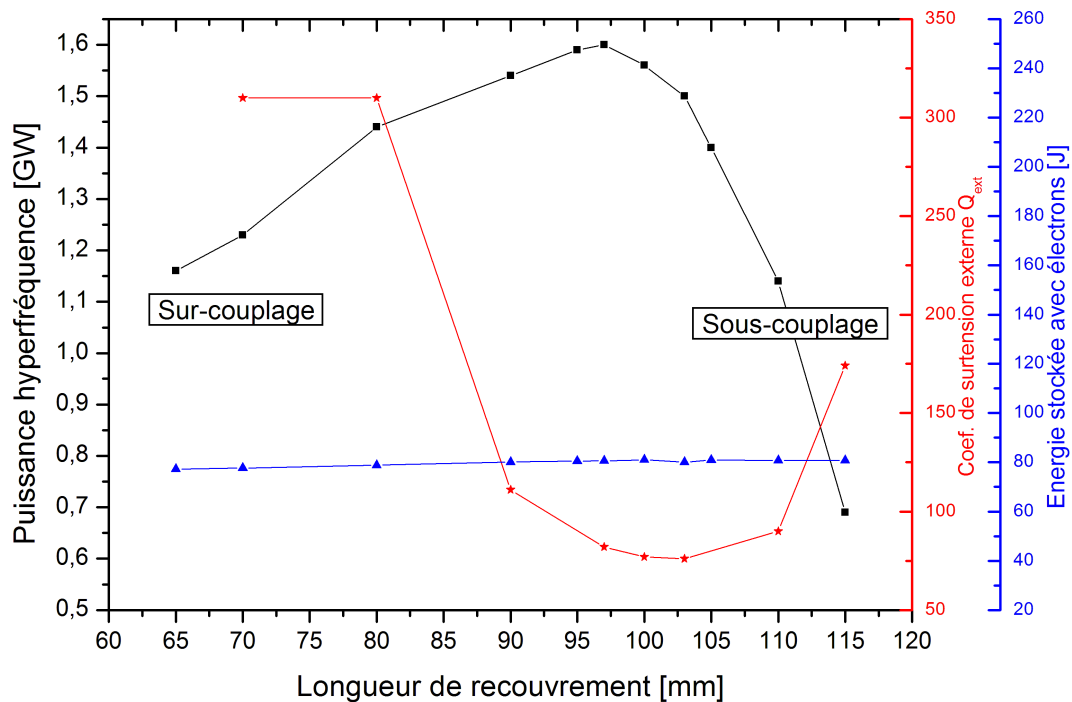


Figure III-42: Ajustement de la longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode pour garantir le meilleur couplage entre le résonateur périodique et le guide d'onde de sortie. Variation de la puissance de sortie, du coefficient de surtension externe et de l'énergie stockée en présence du faisceau dans le résonateur périodique en fonction de la longueur de recouvrement. Tous les calculs sont effectués pour une durée de simulation égale à 100 ns.

Le recouvrement du collecteur sur la cathode constitue une cavité supplémentaire qui vient se coupler au résonateur périodique dans lequel s'effectuent les échanges d'énergie. La variation du coefficient de surtension externe de la figure III-42 est calculée à partir de la caractérisation électromagnétique de la figure III-31 lorsqu'on calcule l'énergie stockée en fonction de la

fréquence injectée côté guide de sortie. Lorsque la longueur de recouvrement est petite, le volume de stockage est grand. Il comprend le résonateur périodique et la cavité sous le collecteur, le guide d'onde de sortie devenant de plus en plus court. Le temps de remplissage de l'énergie est long et le coefficient de surtension externe est grand (> 300). A l'inverse lorsque la longueur de recouvrement est grande, il devient difficile d'introduire de l'énergie électromagnétique dans la structure géométrique du MILO, il est donc à fortiori difficile d'en extraire compte tenu des dimensions de l'orifice de couplage dans ce cas. Le coefficient de surtension externe augmente ($Q_{\text{ext}} = 175$) traduisant un processus lent avec un bon stockage énergétique (peu de fuites). La puissance hyperfréquence de sortie chute car l'énergie piégée s'évacuant difficilement est dissipée dans la charge du faisceau par effet « Beam Loading ». Il existe donc un coefficient de surtension externe optimum, autour de 75 résultant d'un compromis entre une géométrie sur-couplée aux faibles longueurs et une géométrie sous-couplée aux longueurs élevées permettant une émission hyperfréquence maximale en sortie du MILO. Le coefficient de surtension ainsi obtenu reste voisin de celui optimisé sur la figure III-39. On remarquera également, comme pour la variation du rayon de l'extracteur, que l'énergie hyperfréquence stockée dans toute la structure reste constante quelque soit la géométrie envisagée. Ainsi, seul un couplage judicieusement accordé permet d'extraire vers l'extérieur l'énergie stockée dans le résonateur sous forme de rayonnement hyperfréquence. Comme pour le paragraphe précédent, la figure III-42 montre qu'un dispositif trop sur-couplé est préférable à une géométrie sous-couplée puisque la puissance de sortie reste voisine du gigawatt dans le premier cas alors qu'elle chute très rapidement dans le second.

III-6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons introduit et caractérisé les paramètres physiques permettant d'expliquer, tant de façon analytique que numérique, les processus de stockage énergétique et de couplage électromagnétique entre une cavité résonante et un guide d'onde. Nous avons adapté les résultats obtenus au fonctionnement de notre MILO compact. Les simulations nous ont permis entre autres de caractériser de façon détaillée la structure électromagnétique complexe de notre dispositif compact. Il ressort de toute cette étude une géométrie optimisée basée sur certains résultats obtenus dans la littérature, augmentés d'explications approfondies et de descriptions nouvelles comme le calcul et l'interprétation physique du coefficient de surtension externe qui n'a jamais été étudié pour le MILO. L'ensemble des travaux contenu dans ce chapitre peut alors se résumer de la façon suivante :

- Le MILO oscille de façon stable lorsque le mode de fonctionnement est très faiblement couplé avec les modes voisins et stocke suffisamment d'énergie pour permettre les échanges dans la ligne.
- La géométrie du résonateur périodique doit permettre un transfert d'énergie maximal du faisceau à la cavité, soit 80 J dans notre cas ($Q_{\text{ext}} = 76$).
- Le couplage doit être optimal pour extraire cette énergie stockée sous forme de rayonnement hyperfréquence. Cela passe par une réduction de l'effet « Beam Loading » tout en minimisant les fuites d'énergie pendant les processus d'interaction dans la ligne à isolement magnétique.

La difficulté d'optimisation du couplage vient du fait que les paramètres physiques et géométriques sont également couplés entre eux. Ainsi, le rayon de l'extracteur et la longueur de recouvrement doivent être simultanément ajustés pour espérer augmenter encore la puissance hyperfréquence de sortie. En fixant le rayon de l'extracteur à 47 mm, et en ajustant la longueur de recouvrement à 92 mm, il est possible d'atteindre une puissance de sortie de 2 GW, à la fréquence de 2,45 GHz pour 80 J d'énergie hyperfréquence stockée. Cependant, on comprend bien que c'est l'étude séparée de ces deux grandeurs qui nous a permis d'évaluer un couplage optimal. Le rendement du MILO ainsi obtenu est de 9%. On remarque donc que le dispositif ainsi façonné peut avoir les mêmes caractéristiques que le système développé par l'US-Air Force dans une géométrie réduite de moitié [HAWORTH, 98]. La principale différence est qu'une variation de seulement quelques millimètres des paramètres géométriques constituant la diode peut être préjudiciable au fonctionnement du tube.

Pour compléter l'étude que nous venons de mener, deux démarches vont être à présent entreprises. L'une consiste à développer des simulations en trois dimensions afin de se rapprocher davantage d'un cas réel. L'autre est la réalisation mécanique et les premiers tests expérimentaux que l'on peut tirer du dispositif ainsi conçu dans ce chapitre. Dans ce dernier cas, le choix des matériaux à utiliser pour la fabrication du prototype n'est pas trivial car des parois trop dissipatives par exemple risquent de modifier les conditions de couplage dans la ligne et réduire les performances du tube.

CHAPITRE IV
Optimisation de la géométrie du MILO :
Résultats numériques 2D et 3D et
perspectives vers de nouvelles sources MILO

Après avoir étudié en détails le couplage électromagnétique des différentes sections géométriques du MILO permettant l'extraction du rayonnement hyperfréquence, nous analyserons dans ce nouveau chapitre le dimensionnement du résonateur périodique afin d'optimiser le rendement et les processus de transferts énergétiques. Le paramètre physique sur lequel nous jouerons est pour l'essentiel l'ouverture des diaphragmes de la structure à ondes lentes. Dans ce contexte, nous étudierons dans un premier temps les modes d'interaction possibles ainsi que les modifications de couplage dans une configuration donnée, à l'aide de simulations 2D. Dans un deuxième temps, l'analyse sera étendue à une modélisation complète en trois dimensions (3D) de la structure périodique afin de comparer ces nouveaux résultats à ceux obtenus en 2D. La géométrie ainsi simulée représente un cas réel, qui pourra être confronté ultérieurement à l'expérimentation. De ces approches numériques 2D et 3D développées sous code PIC – électromagnétique MAGIC, nous déduisons, suivant les cas envisagés, les causes géométriques et physiques limitant la puissance de sortie. L'aboutissement du présent travail étant le développement expérimental d'un MILO compact, les défauts possibles de construction ou de montage du dispositif seront analysés préalablement par la simulation afin d'en évaluer les conséquences plus ou moins néfastes sur le fonctionnement du tube. Nous clôturerons enfin ce chapitre en évoquant quelques sources MILO envisagées dans la littérature ainsi que certaines perspectives pouvant faire l'objet de nouvelles simulations et de tests pour le développement de nouveaux tubes à champs croisés à rendement amélioré.

I- Optimisation du processus d'interaction dans le résonateur périodique à 4 cellules couplées (approche numérique 2D).

I-1 Diagramme de dispersion du mode fondamental.

Nous avons présenté au chapitre III (§ II-3, figure III-21), le diagramme de dispersion du résonateur périodique à 4 cellules, de période $L = 1,7$ cm, aux dimensions de notre dispositif compact (figure III-12). On présente sur la figure IV-1a les fréquences de résonance du mode fondamental de cette même cavité périodique à 4 cellules couplées pour trois valeurs différentes du rayon R_{SWS} des diaphragmes constituant la structure à ondes lentes, soit respectivement $R_{\text{SWS}} = 40$ mm, $R_{\text{SWS}} = 38$ mm et $R_{\text{SWS}} = 35$ mm. On constate que plus le rayon des diaphragmes diminue, plus les fréquences de résonances sont abaissées pour chacun des modes (figure IV-1a). Pour le mode π notamment, la pente des droites pointillées tracées figure IV-1a diminue à mesure que R_{SWS} diminue. Cela traduit une baisse des vitesses de phase en même temps que la profondeur h de chaque cellule entre deux disques augmente, conformément à la relation écrite au chapitre II (§ I-3-2, (II-20)). Ce phénomène est identique pour chaque mode. **Or, pour**

optimiser les processus de transfert énergétique, il faut d'une part conserver les conditions de synchronisme dans le résonateur et d'autre part garantir des vitesses électroniques suffisamment élevées pour transférer un maximum d'énergie à la cavité. D'après la figure IV-1a, augmenter le rayon des diaphragmes contribue certes à augmenter les vitesses de phase mais au détriment du synchronisme ; la structure à ondes lentes s'éloignant de la couche synchrone du faisceau. Une autre possibilité est proposée sur la figure IV-1b. Lorsque l'on diminue le rayon des diaphragmes, par exemple lorsque l'on passe de $R_{SWS} = 40$ mm à $R_{SWS} = 38$ mm, on peut forcer le dispositif à interagir non plus sur le mode π , mais sur le mode voisin, en l'occurrence le mode $3\pi/4$ (figure IV-1b). Dans ce cas, non seulement la vitesse de phase du mode associé augmente mais également les diaphragmes sont plus proches de la couche synchrone du faisceau pour permettre encore les conditions d'interaction. On pourrait ainsi refermer progressivement les diaphragmes pour augmenter le processus de transfert énergétique. Cependant, la limite de ce procédé est atteinte lorsque le rayon des disques constituant la structure à ondes lentes est égale au rayon du filtre d'entrée dans la structure électromagnétique du MILO (figure III-31, Chap. III). En effet, le résonateur périodique dans la configuration où $R_{SWS} = 35$ mm, devient un système à 6 cellules couplées. Nous avons vu au chapitre III (§ III-2) qu'une telle structure ne permettait pas d'émission hyperfréquence pour cause de fuites liées à un mauvais couplage électromagnétique des différentes sections géométriques.

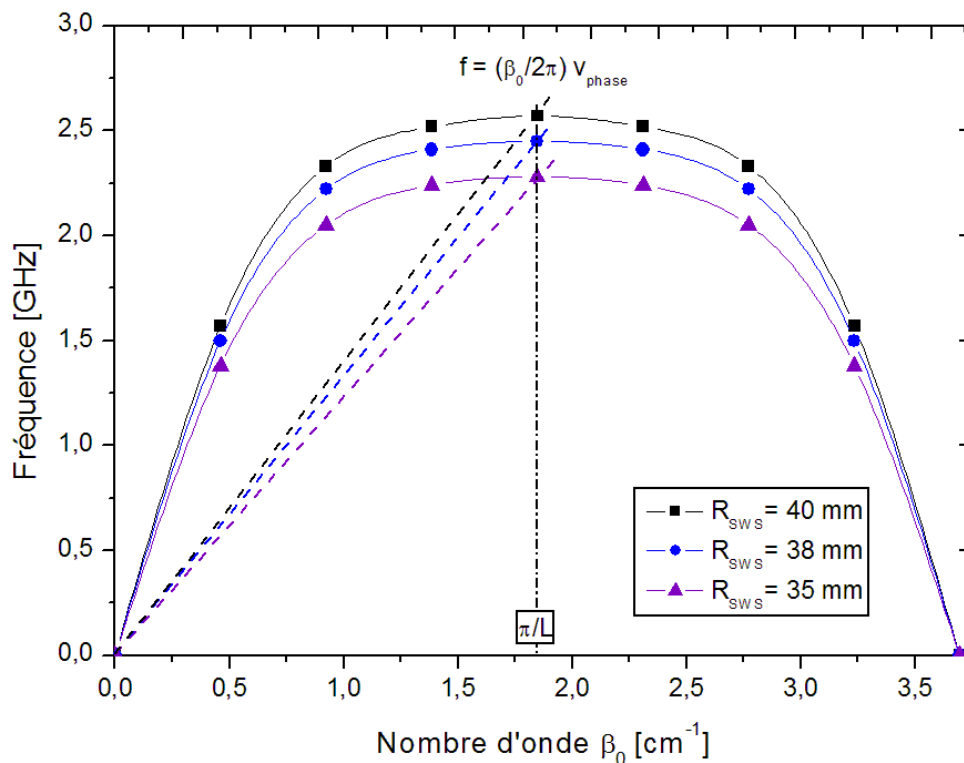


Figure IV-1a: Représentation du mode fondamental d'un résonateur périodique à 4 cellules couplées, de période $L = 1,7$ cm dont les diaphragmes valent respectivement $R_{SWS} = 40$ mm, $R_{SWS} = 38$ mm et $R_{SWS} = 35$ mm. Les droites désignent les vitesses de phase du mode π dans chacune des configurations.

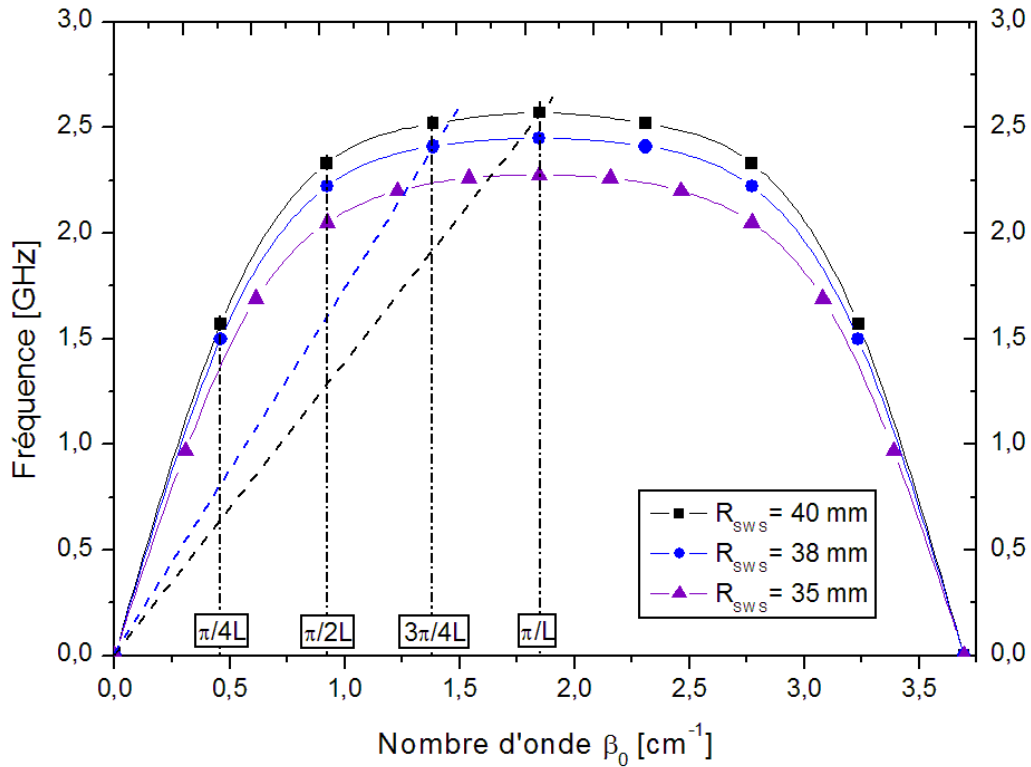


Figure IV-1b: Représentation du mode fondamental du résonateur périodique à 4 cellules, de période $L = 1,7$ cm, dans le MILO LPTP. Les 4 fréquences de résonance sont mises en évidence ainsi que la structure à 6 cellules couplées dans le cas où le rayon des diaphragmes de la structure à ondes lentes est égal à celui du filtre en amont (figure III-31, Chap. III). Les pentes des droites pointillées représentent les vitesses de phase, respectivement du mode π lorsque $R_{SWS} = 40$ mm et du mode $3\pi/4$ lorsque $R_{SWS} = 38$ mm.

I-2 L'interaction sur le mode $3\pi/4$

I-2-1 Mise en évidence de l'interaction possible

Indépendamment du couplage électromagnétique entre la structure à ondes lentes et la cavité sous le collecteur, nous allons caractériser dans cette section les quatre fréquences de résonance du mode fondamental du résonateur périodique, dans la géométrie du dispositif compact de la figure III-31 (Chap. III) pour $R_{SWS} = 38$ mm, au lieu de $R_{SWS} = 40$ mm, décrit sur la figure III-34 du chapitre III. Ainsi, on procède comme au chapitre précédent ; on scanne en fréquence la structure électromagnétique du MILO ISL/LPTP en injectant une onde plane mono – fréquentielle par le port de sortie (figure III-31). L'intégrale de la densité d'énergie électromagnétique sur tout le volume du dispositif permet de calculer l'énergie totale stockée et d'apprécier les fréquences de résonance émergeant du résonateur périodique où l'on a choisi $R_{SWS} = 38$ mm. Le résultat est porté sur la figure IV-2. Conformément à la figure III-31 (Chap. III), on répète ici les notations adoptées pour décrire les paramètres géométriques de la structure électromagnétique du MILO, que nous utiliserons dans la suite :

- R_{Filtre} est le rayon des diaphragmes constituant le filtre d'entrée, en amont du résonateur périodique ($R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$).
- R_{SWS} est le rayon des diaphragmes constituant les disques de la structure à ondes lentes ($R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$).
- $R_{\text{Extracteur}}$ est le rayon du dernier disque permettant l'extraction du rayonnement hyperfréquence ($R_{\text{Extracteur}} = 49 \text{ mm}$).
- L_{Recou} est la longueur de recouvrement du collecteur sur la cathode ($L_{\text{Recou}} = 103 \text{ mm}$).

La période de la structure à ondes lentes constituant le résonateur périodique à 4 cellules couplées est inchangée ($L = 17 \text{ mm}$).

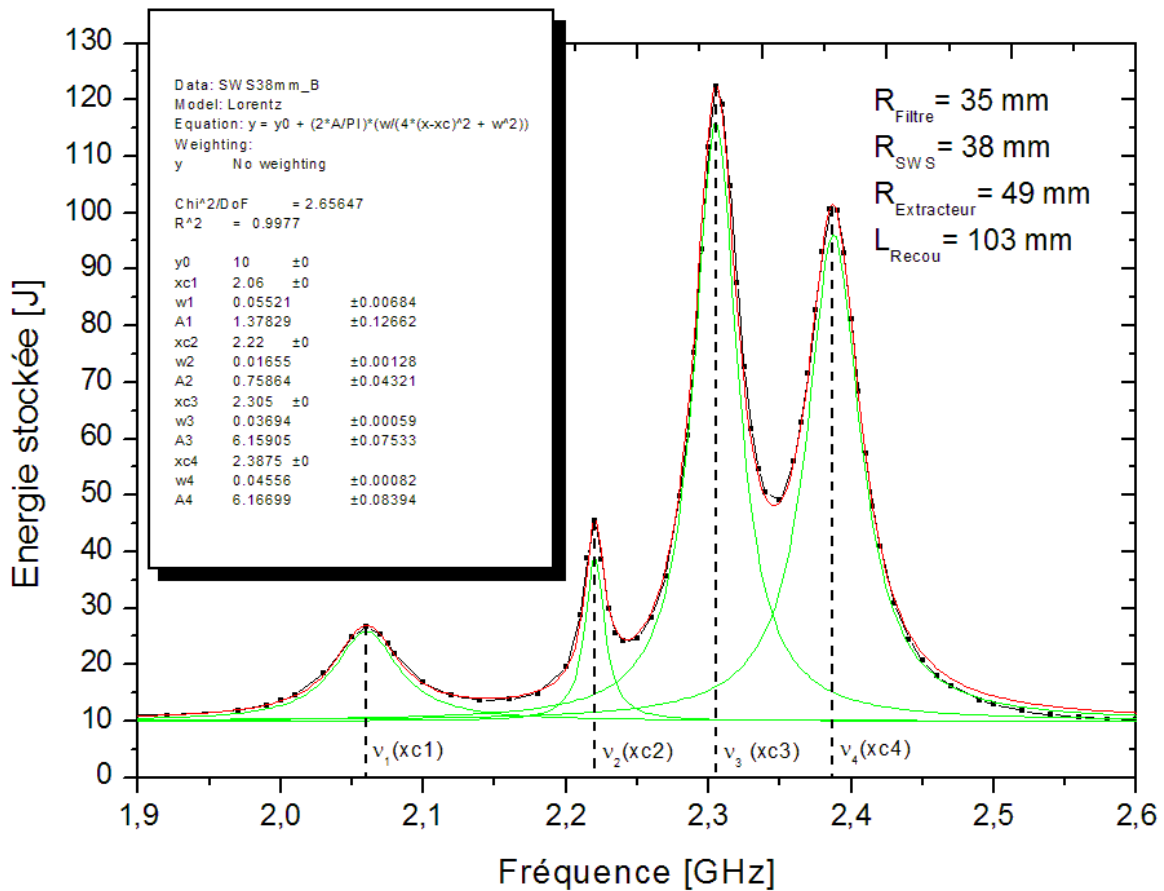


Figure IV-2: Représentation des fréquences de résonance du résonateur périodique du MILO LPTP lorsque $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$. Les courbes vertes sont les Lorentziennes approchant chaque pic de résonance extrait de la simulation dont la somme permet de caractériser la structure complète (courbe rouge). Les fréquences de résonance sont indiquées ainsi que les paramètres définissant chacune des fonctions Lorentziennes.

A partir de la figure IV-2, il est possible de calculer les coefficients de surtension externes associés à chacune des 4 résonances indiquées. Ces coefficients sont déduits des paramètres définissant les Lorentziennes de la figure IV-2 et sont répertoriés dans le tableau IV-1 :

Fréquences de résonance (GHz)	Largeurs à mi – hauteur des Lorentziennes (FWHM) (GHz)	Coefficients de surtension externes Q_i
$\nu_1 = 2,060$	$w1 = 0,05521 \pm 0,00684$	$Q_1 = 37 \pm 4$
$\nu_2 = 2,220$	$w2 = 0,01655 \pm 0,00128$	$Q_2 = 134 \pm 10$
$\nu_3 = 2,305$	$w3 = 0,03694 \pm 0,00059$	$Q_3 = 62 \pm 1$
$\nu_4 = 2,387$	$w4 = 0,04556 \pm 0,00082$	$Q_4 = 52 \pm 1$

Tableau IV-1 : Calcul des coefficients de surtension externes à partir des données de la figure IV-2.

La fréquence de résonance à 2,22 GHz donne le coefficient de surtension externe le plus élevé et supérieur aux autres coefficients d'au moins un facteur 2. Le mode associé à cette fréquence est par conséquent isolé de ses voisins mais ne permet pas d'emmagasiner suffisamment d'énergie électromagnétique pour être un bon candidat à l'interaction en présence du faisceau d'électrons dans la cavité. Par ailleurs, les fréquences à 2,305 GHz et 2,387 GHz sont capables de stocker une plus grande quantité d'énergie électromagnétique, au moins supérieure à 100 J. A priori, le meilleur candidat à l'interaction onde – faisceau dans la cavité est le mode pouvant stocker suffisamment d'énergie électromagnétique avec un coefficient de surtension externe, responsable du couplage de mode, suffisamment élevé ; en l'occurrence le mode $3\pi/4$ à la fréquence de 2,305 GHz. Or, la faible différence entre Q_3 et Q_4 ne permet pas d'isoler l'un ou l'autre mode associé à ces deux coefficients, soit respectivement le mode $3\pi/4$ et le mode π . Ainsi, dans le processus d'interaction, les fréquences à 2,305 GHz et 2,387 GHz se retrouvent en compétition avec une faible dominance du mode $3\pi/4$ sur le mode π . Donc, contrairement au cas à $R_{SWS} = 40$ mm, la fréquence de résonance du plus proche voisin au mode π peut devenir la fréquence d'oscillation du MILO lorsqu'on diminue le rayon des diaphragmes de la structure à ondes lentes ($R_{SWS} = 38$ mm dans le cas traité ici).

I-2-2 Isolement du mode $3\pi/4$

Afin d'isoler le mode $3\pi/4$, nous allons à présent modifier les dimensions de certains paramètres géométriques de couplage comme le rayon de l'extracteur $R_{\text{Extracteur}}$ et la longueur de recouvrement L_{Recou} . On étudie pour $R_{SWS} = 38$ mm, dans cette nouvelle configuration de couplage, comment les figures de résonance de la figure IV-2 sont modifiées. Pour une ouverture de l'orifice de couplage plus large ($R_{\text{Extracteur}} = 47$ mm et $L_{\text{Recou}} = 92$ mm), l'énergie électromagnétique stockée dans le MILO en fonction de la fréquence injectée via le port du guide de sortie est portée sur la figure IV-3.

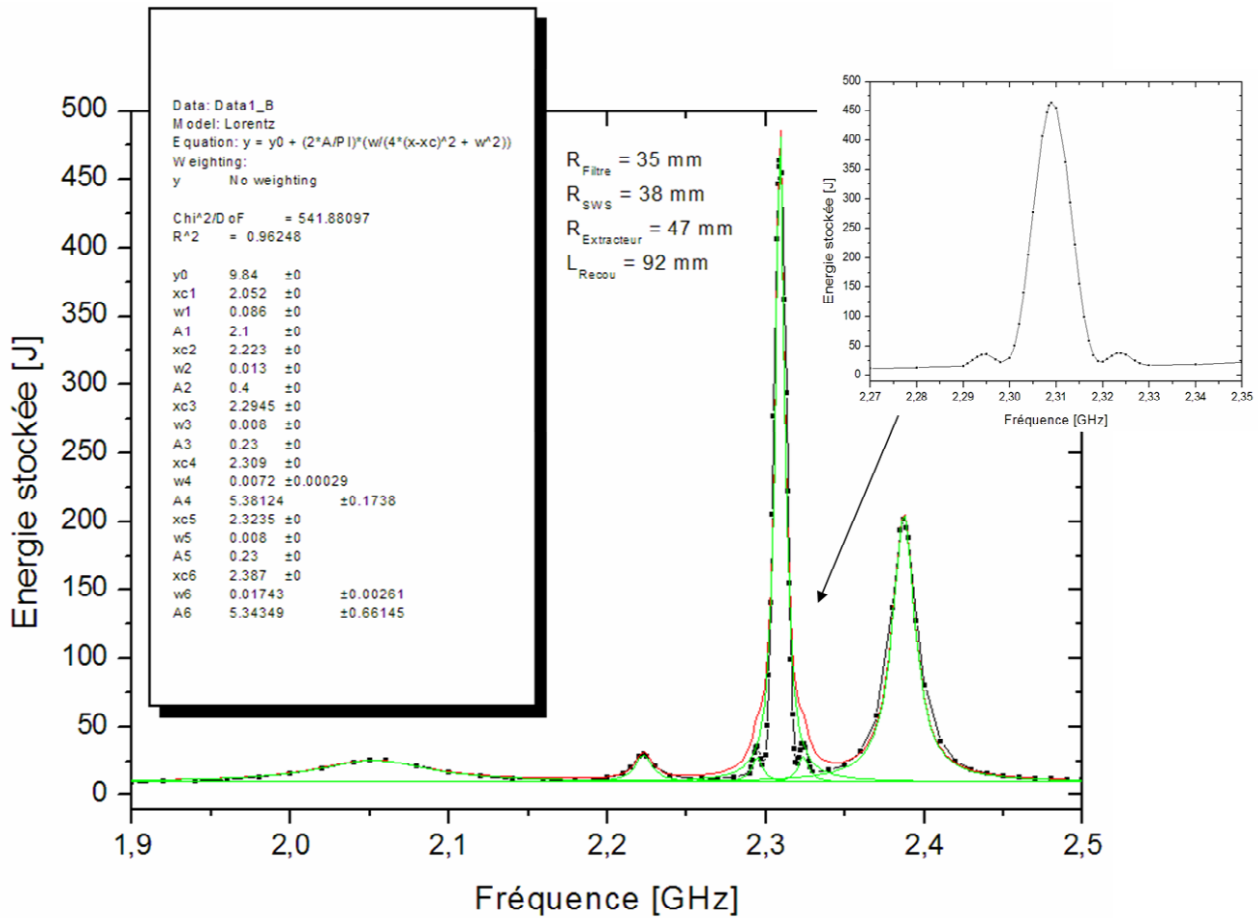


Figure IV-3: Représentation des fréquences de résonance du résonateur périodique du MILO LPTP lorsque $R_{SWS} = 38$ mm, pour un orifice de couplage vers la sortie du tube plus large. Les courbes vertes sont les fonctions de Lorentz associées à chacune des résonances observées dont la somme permet d'approcher la structure complète (courbe rouge). Les paramètres d'ajustement des Lorentziennes sont indiqués ainsi qu'un agrandissement de la figure de résonance entre 2,27 GHz et 2,35 GHz.

Puisque la géométrie du couplage est modifiée, les coefficients de surtension externes sont également changés mais les quatre fréquences de résonance du résonateur périodique restent relativement bien centrées sur les mêmes valeurs qu'à la figure IV-2, aux incertitudes numériques près (tableau IV-2). Cependant, la modification de l'orifice de couplage a introduit des résonances parasites autour du pic à 2,309 GHz (figure IV-3). La présence de ces modes rend difficile le calcul approché de la courbe simulée par des fonctions Lorentziennes, bien que l'incertitude sur la largeur à mi-hauteur des pics à 2,309 GHz et 2,387 GHz soit faible et permette encore d'estimer les coefficients de surtension externes associés (tableau IV-2)¹. Certains coefficients des

¹ Le rayon des diaphragmes du résonateur périodique à 4 cellules ($R_{SWS} = 38$ mm) est proche de celui des diaphragmes constituant le filtre ($R_{Filtre} = 35$ mm). Dans la géométrie du couplage considérée, il en résulte vraisemblablement un couplage des modes de la structure à ondes lentes à 4 cellules avec ceux émergent de la structure complète à 6 cellules car les fréquences de coupure des deux systèmes couplés sont voisines. Ainsi, l'approche faite par des Lorentziennes autour de 2,309 GHz n'est sans doute plus justifiée mais donne encore une bonne approximation.

fonctions Lorentziennes ont donc volontairement été fixés pour approcher au mieux les points de simulation (figure IV-3).

Fréquences de résonance du résonateur à 4 cellules (GHz)	Largeurs à mi – hauteur des Lorentziennes (FWHM) (GHz)	Coefficients de surtension externes Q_i
$(\nu_1) \times c1 = 2,052$	$w1 = 0,086$	$Q_1 \sim 24$
$(\nu_2) \times c2 = 2,223$	$w2 = 0,013$	$Q_2 \sim 171$
$(\nu_4) \times c4 = 2,309$	$w4 = 0,00720 \pm 0,00029$	$Q_4 = 320 \pm 13$
$(\nu_6) \times c6 = 2,387$	$w6 = 0,01743 \pm 0,00261$	$Q_6 = 137 \pm 20$

Tableau IV-2 : Calcul des coefficients de surtension externes à partir des données de la figure IV-3.

La modification du couplage a contribué à élargir la figure de résonance du mode le plus bas de la structure périodique ($\pi/4$), alors que les modes supérieurs ont des facteurs de surtension plus élevés qu'au paragraphe précédent (tableau IV-1). Ainsi, d'après le calcul des coefficients de surtension dans le tableau IV-2, le mode $3\pi/4$ devient isolé du mode π et constitue un candidat privilégié pour l'interaction avec le faisceau d'électrons dans la cavité. Bien qu'il soit possible de placer les fréquences discrètes du résonateur périodique sur un diagramme de dispersion, on ne peut pas définir une vitesse de groupe pour les modes stationnaires associés à ces fréquences. Ainsi, l'extraction du rayonnement hyperfréquence pendant le processus d'interaction sur le mode $3\pi/4$ nécessite d'optimiser le couplage entre la cavité et le guide d'onde de sortie. Tout l'art consiste à vider le résonateur de l'énergie électromagnétique piégée, contrairement aux lignes à retard où le signe de la vitesse de groupe permet de transporter l'énergie hyperfréquence aux extrémités du tube. C'est pour cette raison, notamment, que le dispositif de MILO de Culham est constitué d'une structure à ondes lentes à 4 cellules connectée à une ligne de transmission périodique dont les diaphragmes ont des ouvertures progressivement plus larges formant ce que l'on appelle un « taper » (Annexe D). Le couplage entre le résonateur et la ligne permet d'évacuer l'énergie emmagasinée dans le résonateur en la propageant dans le « taper » où la vitesse de groupe dans la ligne périodique est ajustée par la géométrie du « taper » [EASTWOOD, 98].

1-3 Optimisation du rendement de conversion énergétique.

Posons que le rendement de conversion énergétique est la fraction d'énergie potentielle du faisceau d'électrons convertie en énergie hyperfréquence [LEMKE, 97].

I-3-1 Calcul du rendement de conversion énergétique pour $R_{SWS} = 40$ mm

Les calculs analytiques effectués aux chapitres I et II permettent d'estimer la puissance maximale idéale de sortie qu'il est possible d'obtenir à partir d'une source MILO compacte. En effet, la puissance électrique totale délivrée par le générateur haute tension est le produit de la tension de fonctionnement par le courant de parapotential (courant maximal se propageant dans la ligne pour une géométrie donnée et une tension de fonctionnement fixée, cf. Annexe A). De même, à partir de la relation (I-51) du chapitre I, définissant le courant critique nécessaire à l'isolement magnétique, on peut calculer la puissance minimale que doit fournir le générateur haute tension pour atteindre le régime critique. Ainsi, la puissance idéale disponible pour assurer les transferts énergétiques dans la ligne est défini par la relation :

$$P_U = P_T - P_{CR} \quad (IV-1)$$

avec P_U la puissance utile, disponible pour assurer la conversion d'énergie potentielle du faisceau en énergie hyperfréquence, P_T la puissance totale délivrée par le générateur haute tension dans une configuration géométrique et une tension de fonctionnement donnée et P_{CR} , la puissance critique nécessaire à l'obtention de l'isolement magnétique. Pour différentes tensions de fonctionnement dans la ligne MILO, les puissances introduites dans la relation (IV-1) sont portées sur la figure IV-4.

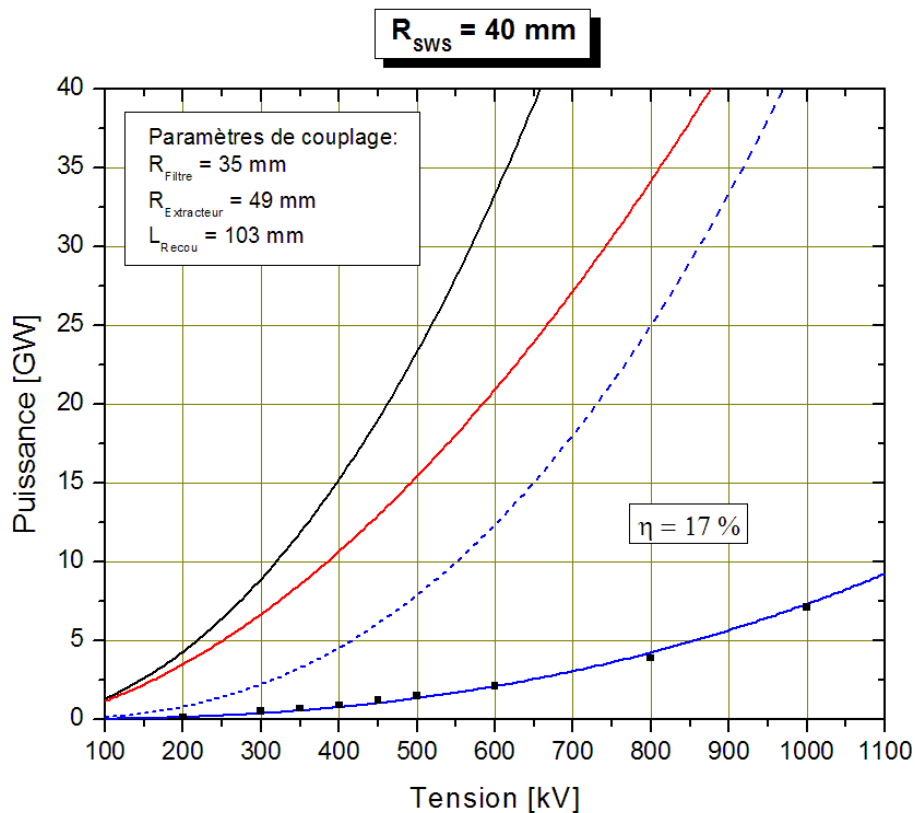


Figure IV-4: Résultats analytiques, en fonction de la tension de fonctionnement, de la puissance électrique totale P_T (courbe noire), de la puissance critique P_{CR} (courbe rouge) et, par différence, de la puissance idéale utile P_U (courbe pointillée). Pour chaque tension de fonctionnement on a porté les points de simulation obtenus dans le couplage indiqué. La courbe bleue représente 0,17 fois celle en pointillée et décrit bien les points simulés.

Les résultats obtenus analytiquement sur la figure IV-4 sont comparés à ceux obtenus numériquement par MAGIC 2D, en présence du faisceau d'électrons. Les points de simulation obtenus correspondent à la puissance moyenne filtrée, au port du guide d'onde de sortie, dans le couplage indiqué et pour chacune des tensions de fonctionnement introduites. On remarque qu'une fraction de la puissance utile P_U décrit très bien les points simulés. Cette fraction caractérise le rendement de conversion énergétique et la courbe adaptée aux points simulés traduit la puissance effective sortant du dispositif hyperfréquence. Dans le cas du couplage de la figure IV-4, le rendement de conversion énergétique déduit à partir de la fraction permettant de faire concorder les points simulés et les calculs analytiques est de 17 % pour $R_{SWS} = 40$ mm. Chacune des puissances de sortie déduite de la simulation peut se placer sur la même courbe de puissance effective. De plus, les résultats de la modélisation 2D montrent que l'interaction dans la ligne s'effectue sur le même mode à la fréquence de 2,44 GHz comme dans l'exemple des figures II-16 du chapitre II à 500 kV. **L'oscillation du MILO ne dépend donc pas de la tension de fonctionnement comme nous l'avons annoncé au chapitre I. Le mode π sur lequel s'effectue l'interaction, dans le cas où $R_{SWS} = 40$ mm, constitue donc un mode stable.**

I-3-2 Calcul du rendement de conversion énergétique pour $R_{SWS} = 38$ mm

Reprenons l'étude précédente pour $R_{SWS} = 38$ mm. Dans le cas de l'interaction sur le mode $3\pi/4$, nous allons à présent analyser l'effet du couplage électromagnétique sur la puissance de sortie et le rendement de conversion énergétique.

I-3-2-1 Cas où $R_{film} = 35$ mm, $R_{extracteur} = 49$ mm et $L_{Recon} = 103$ mm.

Pour une structure géométrique identique au cas précédent mais pour $R_{SWS} = 38$ mm, on porte sur la figure IV-5 les résultats analytiques des puissances introduites précédemment, comparés aux simulations effectuées par MAGIC 2D dans cette configuration. On remarque que la courbe de puissance effective ne peut pas décrire tous les points de la simulation. En effet, au-delà de 600 kV, le calcul analytique ne suit plus les résultats numériques. Cependant, pour des tensions de fonctionnement comprises entre 100 kV et 600 kV, il est possible de calculer un rendement de conversion énergétique de 26 %. Cette valeur est plus élevée que dans le cas où $R_{SWS} = 40$ mm. Une plus grande quantité d'énergie provenant du faisceau est transférée sous forme d'énergie hyperfréquence. En effet, les conditions de synchronisme ont été modifiées car la tension dans l'espace inter – électrode a augmenté, par conséquent les vitesses électroniques également. L'interaction dans la structure électromagnétique est passée sur le mode $3\pi/4$, comme nous l'avons montré au paragraphe IV-I-2-1. Au-delà de 600 kV, l'intensité du faisceau d'électrons

augmente et permet encore une émission hyperfréquence en sortie du MILO. Or, dans ce cas, la charge du faisceau augmente également et introduit des pertes dissipatives dans la structure à ondes lentes. Ainsi, la présence du faisceau introduit un facteur de surtension en charge et modifie les largeurs à mi-hauteur des pics de résonance de la figure IV-2. L'introduction d'un Q chargé contribue à élargir les résonances des modes $3\pi/4$ et π . Ceux-ci n'étant pas suffisamment isolés car les coefficients de surtension externes sont trop proches, un mélange de mode se produit ce qui ne permet plus de distinguer le mode $3\pi/4$ du mode π . La courbe de la puissance effective ne peut donc plus concorder avec les simulations à 800 kV et 1000 kV, notamment, puisque l'interaction n'a plus lieu sur un mode unique, le mode $3\pi/4$.

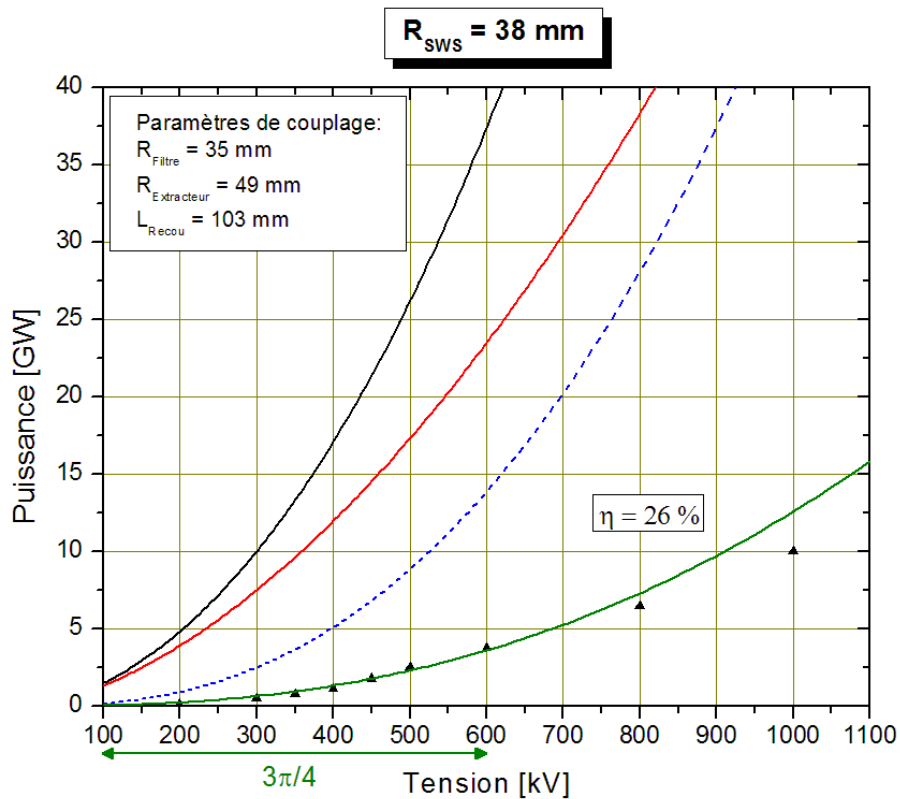


Figure IV-5: Représentation des puissances analytiques et numériques dans le tube MILO en fonction de la tension de fonctionnement pour les paramètres de couplage indiqués. Entre 100 kV et 600 kV, les points simulés sont assez bien décrits par les résultats analytiques et chacun d'eux caractérise le mode $3\pi/4$. Le rendement de conversion énergétique dans ce cas est de 26 %.

I-3-2-2 Cas où $R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$.

Nous avons vu qu'une modification de l'orifice de couplage permettait d'isoler le mode $3\pi/4$ et ainsi de minimiser les fuites par couplage électromagnétique. Nous allons étudier à présent l'influence d'un tel couplage sur la puissance de sortie et le rendement de conversion énergétique. Une analyse similaire au cas précédent montre que les résultats analytiques s'adaptent aux modèles numériques pour des tensions comprises entre 100 kV et 500 kV. Le rendement de

conversion énergétique est de 32 % dans cette configuration (figure IV-6). Ainsi, il est possible d'optimiser la puissance de sortie sur le mode $3\pi/4$ par modification des conditions de couplage. La fréquence d'oscillation du dispositif ainsi que la puissance de sortie, à la tension de fonctionnement de 500 kV, sont présentées sur les figures IV-7a et IV-7b.

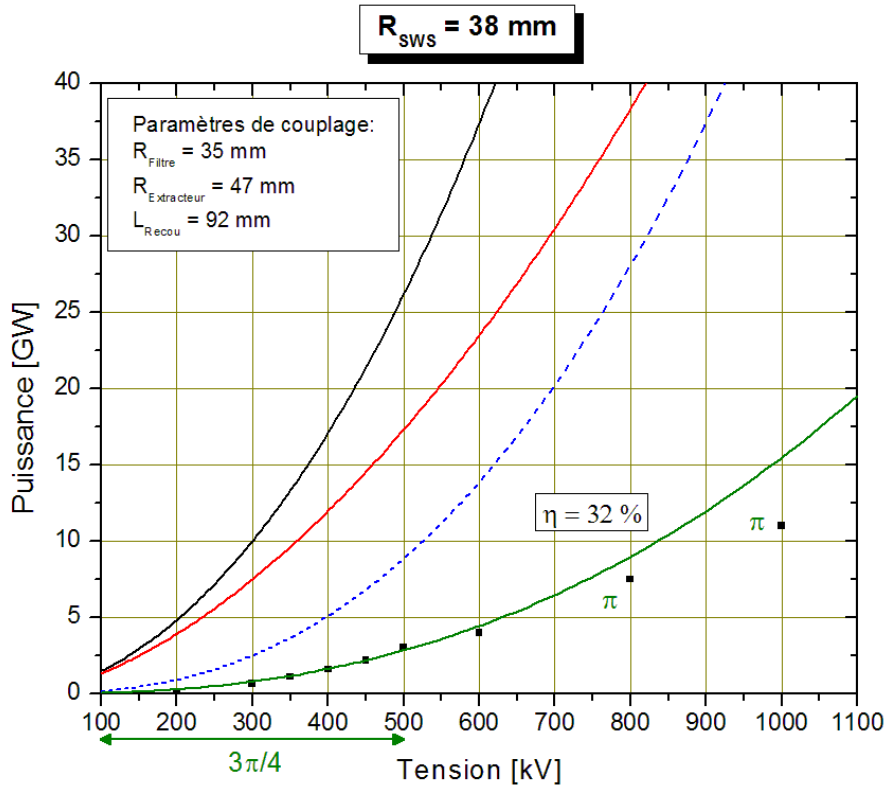


Figure IV-6: Représentation des puissances analytiques et numériques dans le tube MILO en fonction de la tension de fonctionnement pour les paramètres de couplage indiqués. Entre 100 kV et 500 kV, les points simulés correspondent assez bien aux résultats analytiques et chacun d'eux caractérise le mode $3\pi/4$. Le rendement de conversion énergétique dans ce cas est de 32 %. Au-delà de 600 kV, le dispositif interagit sur le mode π .

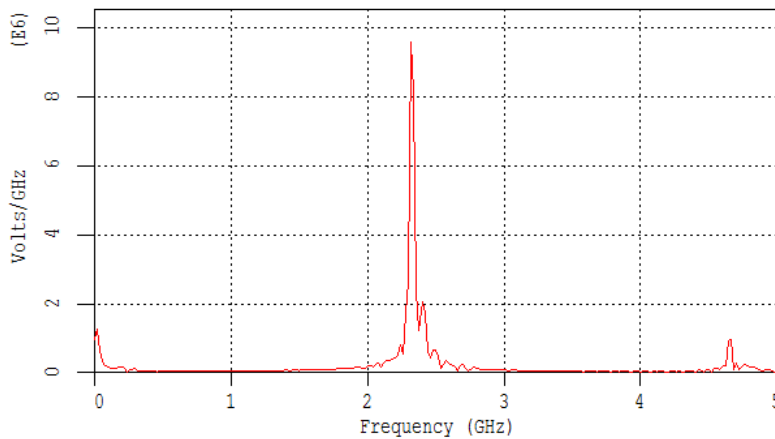


Figure IV-7a: Fréquence d'oscillation du MILO à 2,32 GHz, pour une tension de fonctionnement de 500 kV, dans la configuration de couplage où $R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{sws} = 38 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$. Le calcul de cette fréquence résulte de la transformée de Fourier du signal hyperfréquence calculée à partir du flux du vecteur de Poynting au port situé au bout du guide d'onde de sortie entre $t = 0$ et $t = 50 \text{ ns}$.

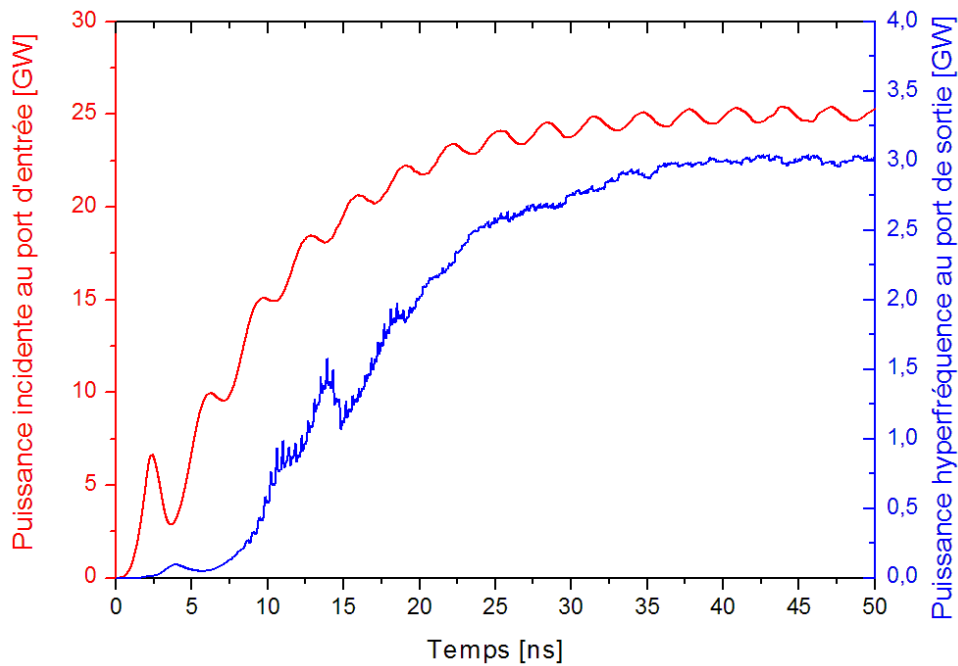


Figure IV-7b: Représentation de la puissance électrique totale au port d'entrée en rouge et de la puissance hyperfréquence au port de sortie en fonction du temps. La puissance optimale de sortie dans la configuration où $R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$ est de 3 GW, soit un rendement de 12%.

On remarque sur la figure IV-6, comme précédemment, que les points de simulation à partir de 600 kV ne sont plus sur la courbe analytique de la puissance effective. Lorsque l'intensité du faisceau augmente aux tensions de fonctionnement élevées, les modes $3\pi/4$ et π ne peuvent pas se superposer car une différence de 183 des coefficients de surtension externes calculés dans le tableau IV-2, ne permet pas a priori de mélanges entre ces deux modes. Cependant, la charge du faisceau modifie les largeurs à mi-hauteur des pics de résonance et change aussi l'impédance de la ligne à isolement magnétique. Dans ces conditions, l'introduction d'un Q chargé augmente la largeur de la résonance du mode π , en même temps que le mode $3\pi/4$ se déplace compte tenu de la variation d'impédance dans la ligne. Le dispositif finit par interagir sur un mode stable qui ne varie plus quelle que soit la tension supérieure à 1000 kV. Le mode $3\pi/4$ est devenu un mode π . On représente dans le tableau IV-3, les variations de la fréquence d'oscillation du MILO pour chaque tension de fonctionnement du dispositif. Il est important de noter également sur la figure IV-7a que la fréquence d'oscillation du dispositif sur le mode π est visible au dessus du mode $3\pi/4$ dominant. En effet, le mode π à la fréquence de 2,387 GHz de la figure IV-3 a les propriétés requises pour permettre une interaction du faisceau d'électrons sur ce mode (peu de fuites par couplage externe et énergie emmagasinée $\sim 200 \text{ J}$).

Tension de fonctionnement (kV)	200	300	350	400	450	500	600	800	1000	1500
Fréquence d'oscillation (GHz)	2,30	2,32	2,34	2,34	2,34	2,32	2,36	2,38	2,40	2,40

Tableau IV-3 : Fréquences d'oscillation du MILO associés aux tensions correspondantes.

I-3-3 Résumé

Pour apprécier les différences évoquées dans les deux paragraphes de la section IV-I-3-2, on représente sur la figure IV-8 les fréquences d'oscillation du MILO dans ces deux configurations pour $R_{SWS} = 38$ mm à la tension de fonctionnement de 1000 kV. Ces deux fréquences sont décalées de 20 MHz suivant les géométries de couplage. Sur la figure IV-8, on a volontairement centré sur la même fréquence les deux pics obtenus à 1000 kV afin de comparer les largeurs à mi-hauteur dans ces deux cas. Le couplage de mode évoqué dans la section IV-I-3-2-1 donne une largeur à mi-hauteur plus grande, caractéristique d'un mélange de deux modes voisins alors que dans la géométrie de la section IV-I-3-2-2, la largeur de la fréquence d'oscillation est plus faible et montre que l'interaction a lieu sur un seul mode, en l'occurrence le mode π à cette tension. De plus, comme on l'a évoqué au chapitre III, plus la figure de résonance est piquée (étroite), plus le résonateur a emmagasiné de l'énergie, car plus les pertes sont réduites.

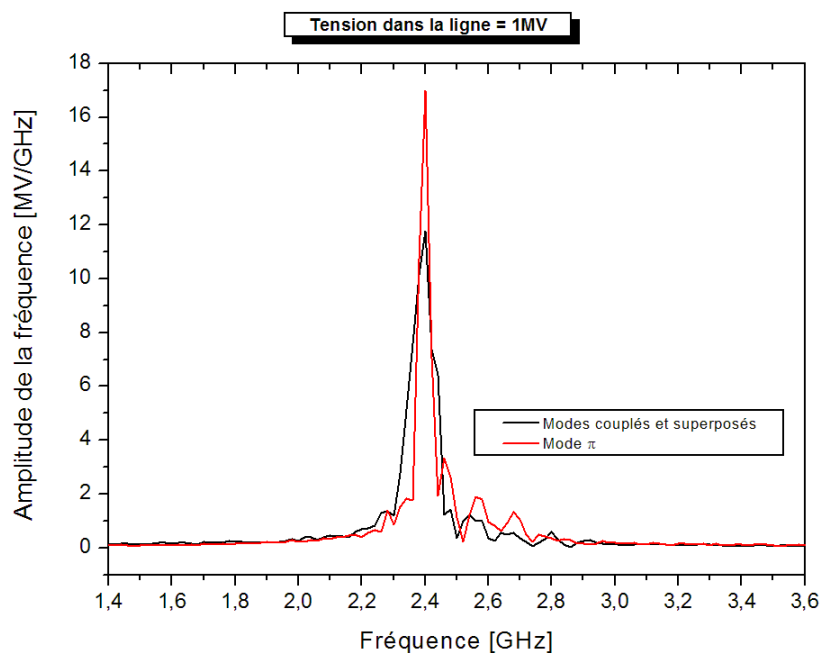


Figure IV-8: Représentation de la fréquence d'oscillation du MILO à la tension de fonctionnement de 1 MV dans les deux configurations de couplage de la section IV-I-3-2. Les deux figures sont volontairement centrées sur la même fréquence à 2,40 GHz afin de mettre en évidence la différence de largeur des deux pics.

Il ressort des paragraphes précédents qu'il est possible d'optimiser le rendement de conversion énergétique lorsque le couplage permet des conditions d'interaction sur le mode $3\pi/4$. Cependant, l'interaction sur un tel mode est restreinte à une plage de tension de fonctionnement bien précise, comprise entre 100 kV et 500 kV. **Ainsi, le mode $3\pi/4$ n'est pas un mode stable et dépend de la tension appliquée dans la ligne.** Les dispositifs publiés étant pilotés par des générateurs dont la tension nominale de fonctionnement est de l'ordre de 450 kV [EASTWOOD, 98 ; HAWORTH, 01], il est possible d'adapter une géométrie pour forcer l'oscillation du MILO sur un autre mode que le mode π . Dans le cas du mode $3\pi/4$, notamment, nous avons dû augmenter la profondeur des 4 cavités couplées constituant la structure à ondes lentes. Le MILO ISL/LPTP, du type US Air – Force, se rapproche ainsi d'un système « taperisé », du type Culham, dans la mesure où l'ouverture des diaphragmes du résonateur périodique tend vers celle des diaphragmes constituant le filtre en amont de la structure électromagnétique. Une telle géométrie facilite les conditions de couplage et d'extraction du rayonnement hyperfréquence vers la sortie du tube. Remarquons également, dans ces conditions, que la discontinuité d'impédance entre le filtre et le résonateur à 4 cellules est plus faible et devrait permettre ainsi un meilleur démarrage du processus d'émission électronique au point de lancement en minimisant la formation d'arcs électriques et de points chauds à cet endroit, particulièrement néfastes au fonctionnement du tube.

Dans cette première partie nous avons donc vu comment optimiser le fonctionnement d'un MILO compact en adaptant certains paramètres géométriques pour améliorer la puissance de sortie et le rendement de conversion énergétique. Nous allons confronter à présent les simulations effectuées en 2D à des modèles « plus réalistes » en géométrie 3D.

II- Modélisation de dispositifs compacts sous MAGIC 3D.

Les simulations précédentes, dans les deux géométries de couplage, sont à présent étudiées en trois dimensions. Le développement en coordonnées cylindriques est conservé en définissant un maillage supplémentaire sur la troisième coordonnée, suivant \vec{u}_ϕ . Ainsi, les lignes caractérisant notamment les conditions aux limites et les conditions de ports en 2D deviennent des surfaces et les surfaces, définissant la géométrie des conducteurs en 2D, des volumes. Le maillage, le pas de temps et le taux de création des électrons à la surface de la cathode sont optimisés pour minimiser les temps de calculs. Les simulations qui vont suivre ont une durée moyenne de 48 heures sur PC standard à 2,0 GHz, 512 Mo de RAM, sous l'environnement Windows XP. Certes, les calculs pourraient être plus rapides sur une station de travail ou un PC plus puissant, mais la version 6.5c d'octobre 2003 de MAGIC est déjà optimisée pour fonctionner avec une

configuration minimale de 90 MHz, 64 Mo de RAM sur tout système d'exploitation W95, WNT, W98, W2000 et WXP. Les programmes développés en 3D sont compilés à l'aide d'une clé USB qui permet d'étendre le maillage vers un nombre infini de cellules. Sans cette clé, qui porte le numéro de licence de la version, aucun des programmes qui vont suivre ne pourrait s'exécuter.

II-1 Analyse des résultats obtenus en géométrie 3D axisymétrique.

II-1-1 Modèle 3D de la structure MILO LPTP compact ($R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 49 \text{ mm}$ et $L_{\text{Reco}} = 103 \text{ mm}$).

On présente sur la figure IV-9 la géométrie du dispositif du type US Air – Force compact, développée en 3D. La structure externe d'anode est volontairement omise pour apprécier les différentes sections géométriques. La cathode se prolonge au bout de l'armature interne du système coaxial dont la distance est suffisamment longue pour permettre le développement progressif des calculs de lignes de champs. Le système est à symétrie de révolution et parfaitement centré sur l'axe du tube.

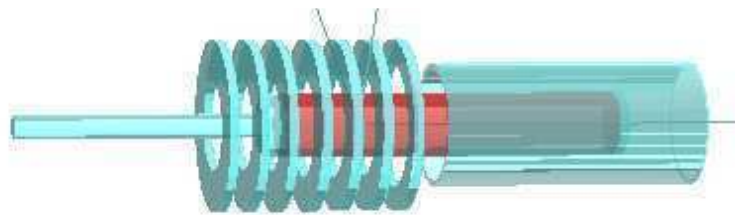


Figure IV-9: Modèle de MILO tri dimensionnel. La cathode est au centre d'une succession de disques empilés formant la structure à ondes lentes. Elle pénètre à l'intérieur du collecteur dont on a augmenté la transparence pour distinguer chacune des sections géométriques. L'anode externe a été rendue transparente.

Par la surface du port d'entrée, on introduit la même impulsion de tension que pour les modèles 2D. La simulation de la propagation du champ électromagnétique dans toute la structure 3D est nettement plus lente que dans les cas 2D et dépend du nombre de cellules en azimut que nous avons choisi égal à 30 pour minimiser le temps de calcul tout en permettant l'analyse des propriétés du dispositif en géométrie 3D. Contrairement au cas 2D, le collecteur de charge est relié à la structure externe d'anode par une section parfaitement conductrice et constitue un support analogue au « stub » introduit dans les simulations 2D². Le rayonnement hyperfréquence est extrait en sortie du guide coaxial formé par le collecteur et l'anode. A partir d'une ligne reliant le collecteur à l'anode externe sur la surface du port de sortie, on calcule la circulation du champ électrique le long de cette ligne et on porte la transformée de Fourier du signal obtenu sur la

² La position de la section conductrice entre le collecteur et l'anode externe joue le rôle d'un court – circuit pour le courant quasi continu mais le circuit reste ouvert pour laisser passer le signal hyperfréquence dans le guide coaxial de sortie (analogie avec l'implantation de « stubs », définie et simulée dans [HAWORTH, 98]).

figure IV-10. Le flux du vecteur de Poynting à la surface de sortie est également calculé. On porte sur la figure IV-11 la puissance au port d'entrée et la puissance au port de sortie, calculée à l'aide d'un filtre passe bande autour de la fréquence du mode dominant à 2,44 GHz de la figure IV-10 sur lequel s'effectue majoritairement l'interaction dans la ligne.

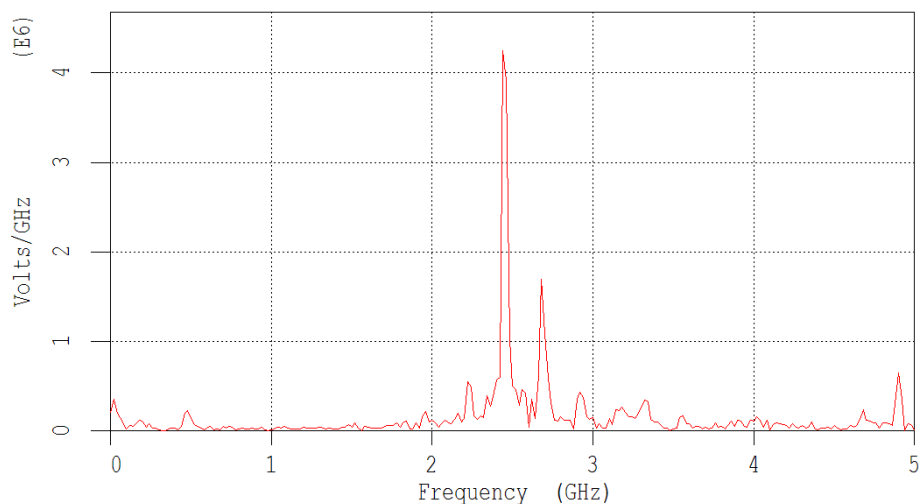


Figure IV-10: Transformée de Fourier du signal de tension mesuré au port de sortie. Les fréquences d'oscillation dominantes du dispositif sont obtenues à 2,44 GHz et 2,68 GHz, soit $\Delta f = 240$ MHz, dans la géométrie où $R_{\text{Filtre}} = 35$ mm, $R_{\text{SWS}} = 40$ mm, $R_{\text{Extracteur}} = 49$ mm et $L_{\text{Recou}} = 103$ mm.

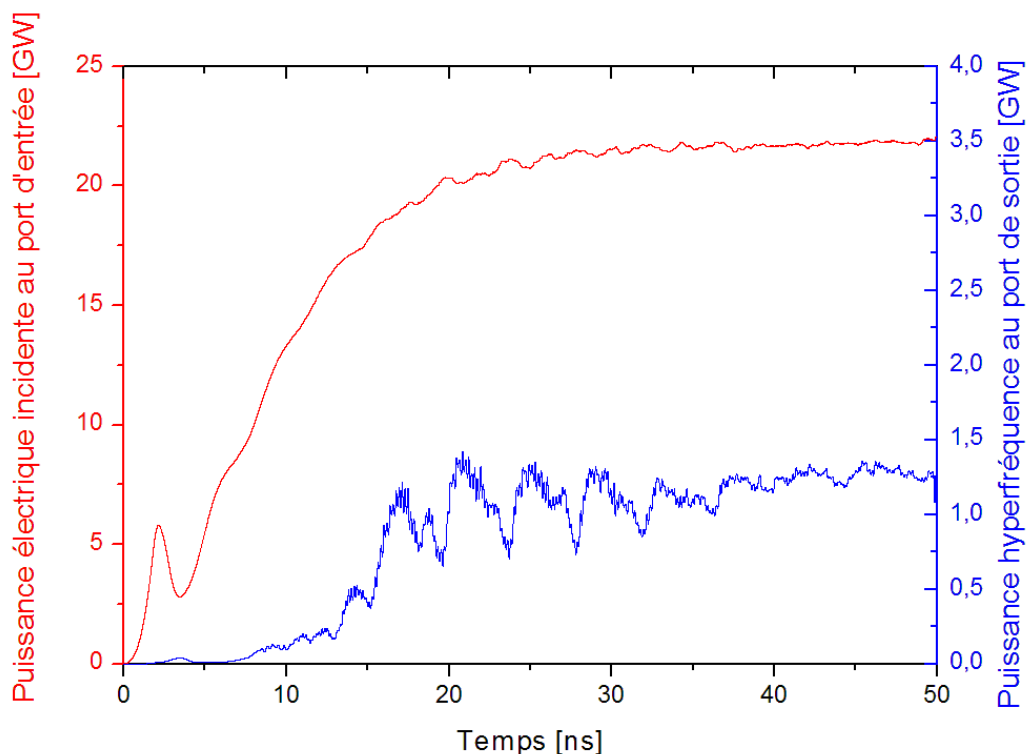


Figure IV-11: Variation en fonction du temps de la puissance électrique incidente au port d'entrée et de la puissance hyperfréquence calculée au port de sortie pour les paramètres géométriques de couplage $R_{\text{Filtre}} = 35$ mm, $R_{\text{SWS}} = 40$ mm, $R_{\text{Extracteur}} = 49$ mm et $L_{\text{Recou}} = 103$ mm. Entre 15 et 35 ns on observe un battement de fréquence donnant l'écart $\Delta f = 1/\Delta t \sim 1/(4\text{ns}) \sim 250$ MHz. Le rendement dans cette configuration est de 6%.

Les résultats portés sur les figures IV-10 et IV-11 ont été obtenus pour une tension nominale de fonctionnement de 500 kV et une durée d'impulsion de 50 ns. On remarque au dessus du mode dominant à 2,44 GHz, la présence d'un mode excité à 2,68 GHz. Alors que la fréquence d'oscillation du MILO à 2,44 GHz est identique dans les modèles 2D (figure II-16c, Chap. II) et 3D, celle à 2,68 GHz apparaît spécifiquement dans la géométrie 3D. L'interaction sur deux modes distincts provoque des battements au niveau de la puissance hyperfréquence de sortie entre 15 et 35 ns (figure IV-11). Cependant, le couplage vers le guide d'onde de sortie a permis de filtrer la fréquence à 2,68 GHz, laissant celle à 2,44 GHz dominante. L'amplitude du mode excité à 2,68 GHz reste alors plus faible que celle à 2,44 GHz, permettant au dispositif d'être stable sur un seul mode privilégié à partir de 40 ns. En effet, l'énergie du faisceau transférée au résonateur périodique se répartit sur les deux modes en compétition. Les deux fréquences sont excitées et se répartissent l'énergie hyperfréquence emmagasinée, limitant la puissance à extraire. Afin de rendre le signal hyperfréquence stable, le couplage entre le résonateur périodique et le guide d'onde de sortie doit être optimisé pour privilégier une seule fréquence d'oscillation sur laquelle une partie de la puissance transmise est extraite en sortie du tube. Pour atteindre le régime de stabilité, saturé sur un seul mode d'interaction, le générateur haute tension doit délivrer, dans le cas présent, une impulsion au moins supérieure à 40 ns.

II-1-2 Modèle 3D de MILO compact optimisé ($R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$).

On reproduit les calculs du paragraphe précédent dans cette nouvelle configuration géométrique. La fréquence d'oscillation du nouveau dispositif, calculée au port de sortie par transformée de Fourier du signal de tension aux bornes des armatures du guide coaxial de sortie, est indiquée sur la figure IV-12. On porte également la puissance électrique incidente au port d'entrée ainsi que la puissance hyperfréquence calculée au port de sortie sur la figure IV-13.

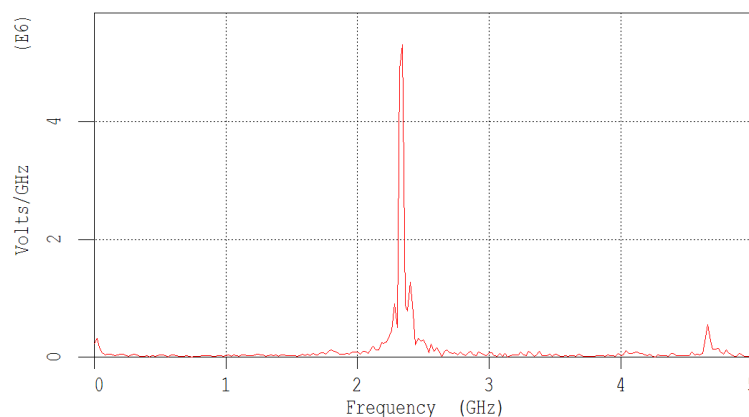


Figure IV-12: Fréquence d'oscillation à 2,34 GHz d'un MILO compact optimisé dans la géométrie de couplage $R_{\text{Filtre}} = 35 \text{ mm}$, $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, $R_{\text{Extracteur}} = 47 \text{ mm}$ et $L_{\text{Recou}} = 92 \text{ mm}$ (tension de fonctionnement 500 kV).

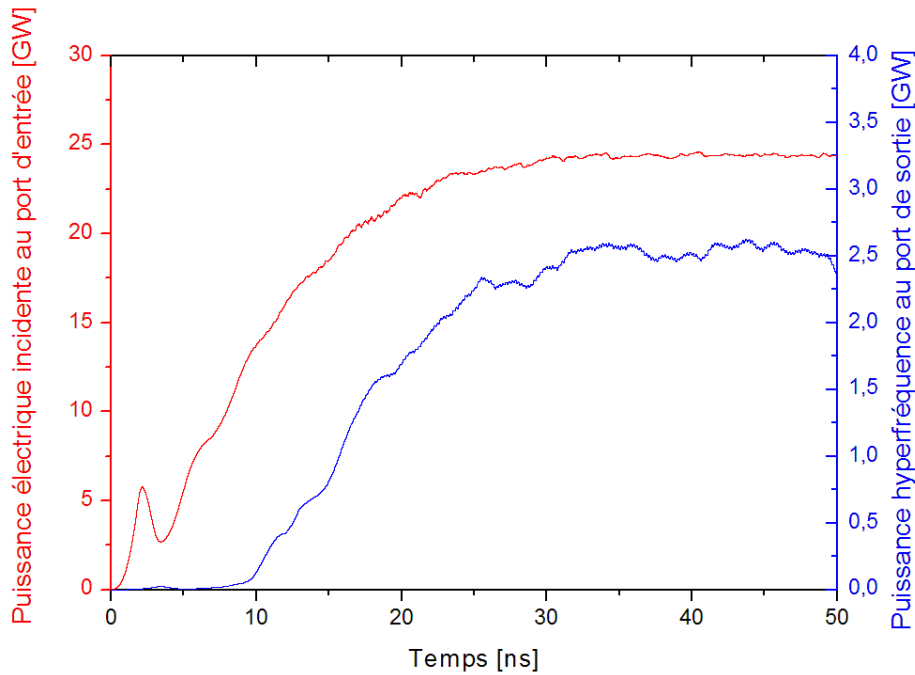


Figure IV-13: Variation en fonction du temps de la puissance électrique incidente au port d'entrée et de la puissance hyperfréquence calculée au port de sortie pour les paramètres géométriques de couplage $R_{\text{Filtre}} = 35$ mm, $R_{\text{SWS}} = 38$ mm, $R_{\text{Extracteur}} = 47$ mm et $L_{\text{Recou}} = 92$ mm. La tension nominale de fonctionnement est de 500 kV. Rendement de 10%.

La figure IV-12 montre qu'une seule fréquence d'oscillation dominante est extraite en sortie du MILO dans la configuration géométrique de couplage envisagée. La puissance hyperfréquence en sortie du tube, calculée au port de sortie et filtrée par la fréquence d'oscillation de la figure IV-12, est donc beaucoup plus stable autour de 2,5 GW que la puissance extraite dans la configuration du paragraphe précédent. Cependant, en rapprochant ces résultats à ceux obtenus en géométrie 2D (§ IV-I-3-2-2), on remarque sur la figure IV-12 que le mode dominant à 2,34 GHz, proche de celui de la figure IV-7a, est encadré par la présence de deux modes voisins émergents. Bien que l'interaction sur ces fréquences reste faible, elles contribuent à limiter la puissance hyperfréquence de sortie. Or, on a vu également dans le cas 2D la présence d'un mode à 2,40 GHz (figure IV-12). Ainsi, l'interaction possible sur les modes à 2,28 GHz et 2,40 GHz dans le cas 3D ne saurait expliquer les 500 MW de différence sur la puissance de sortie entre le cas 2D (figure IV-7b) et le cas 3D (figure IV-13).

Nous allons chercher à analyser et identifier dans les paragraphes suivants les modes que nous venons de mettre en évidence dans les sections IV-II-1-1 et IV-II-1-2 afin de comparer les régimes d'interaction obtenus en 3D à ceux déterminés en géométrie 2D.

II-2 Analyse 3D des modes de la structure périodique « à froid » (sans faisceau)

Dans ce qui suit on isole la structure périodique du reste du tube. Le dispositif est ainsi court – circuité à ses extrémités mais la variation du rayon des diaphragmes est conservée, de façon à analyser les modes établis dans la cavité pour les confronter à ceux excités dans les dispositifs 3D précédents (figure IV-14). La démarche développée dans cette section est identique à celle effectuée au paragraphe II-3 du chapitre III.

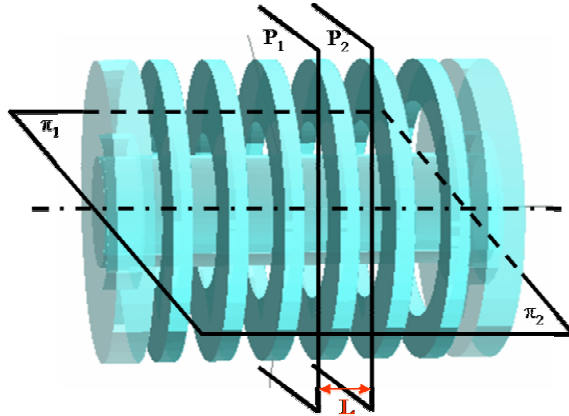


Figure IV-14: Géométrie 3D de la structure hyperfréquence du MILO court – circuitée. Les deux premiers disques constituent le filtre, les trois suivants le résonateur périodique de période L et enfin l'extracteur ($R_{\text{Filtre}} < R_{\text{SWS}} < R_{\text{Extracteur}}$). Les plans P_1 , P_2 , π_1 et π_2 désignent les coupes transversales et longitudinales dans lesquelles on représente le champ électromagnétique.

II-2-1 Le résonateur périodique où $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$

On se propose dans ce paragraphe de cartographier le champ électromagnétique du résonateur périodique dans la géométrie 3D pour $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$ et les paramètres de IV-II-1-1. Les échanges d'énergie entre le faisceau d'électrons et la structure hyperfréquence s'effectuent sur une composante longitudinale du champ électromagnétique. Ainsi, une analyse de la composante E_z va nous renseigner sur le processus d'interaction en 3D dans le résonateur périodique. On représente sur la figure IV-15 la composante E_z du champ hyperfréquence dans les 4 plans de coupes de la figure IV-14 à la fréquence proche de 2,44 GHz (figure IV-10). Le mode ainsi représenté est symétrique par rapport à l'axe de révolution du dispositif mais possède une composante B_z non nulle (figure IV-15). **Le système n'oscille donc plus en mode TM comme dans le cas 2D.** Cependant, la composante E_z , en opposition de phase d'un disque à l'autre du résonateur périodique caractérise une configuration voisine du mode π . Aux fréquences d'ordre supérieur, les premiers modes non symétriques par rapport à l'axe du dispositif apparaissent à 2,676 GHz (figure IV-16). Ces modes possèdent deux lobes de signes opposés, alternés sur deux plans de coupes voisins. Il est assez difficile de noter ces modes, mais ils sont d'indice 1 en azimuth suivant la notation du paragraphe II-3 du Chap. III.

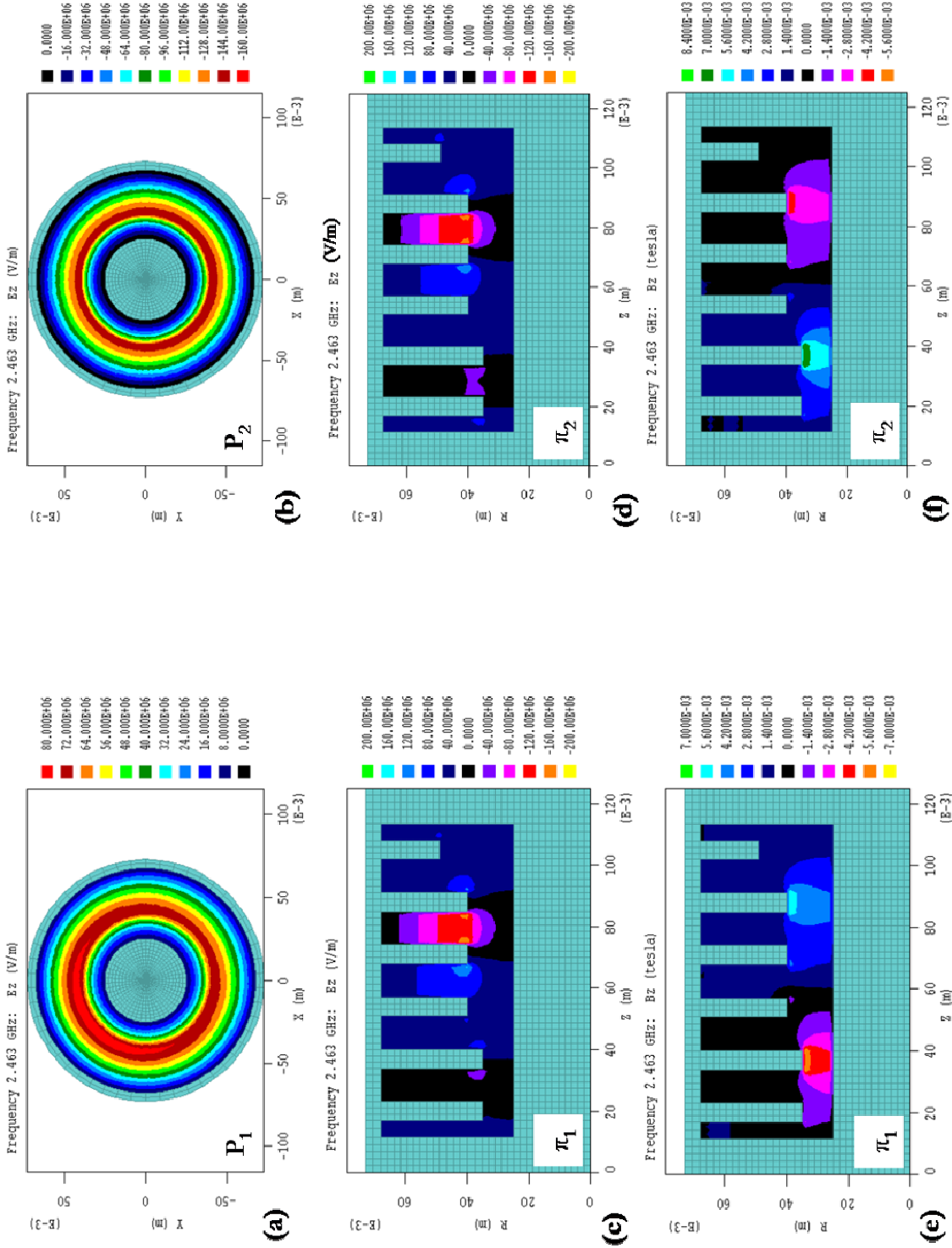


Figure IV-15: Mode HEM à la fréquence de 2,463 GHz. (a), coupe dans le plan P_1 et composantes du champ $E_z > 0$. (b), coupe dans le plan P_2 et composantes du champ $E_z > 0$. (c) et (d), coupe dans le plan π_1 . (e) et (f), coupe dans le plan π_2 . On a représenté ici l'une des fréquences du mode HEM fondamental proche de la fréquence d'oscillation du MILO pour $R_{\text{sys}} = 40$ mm.

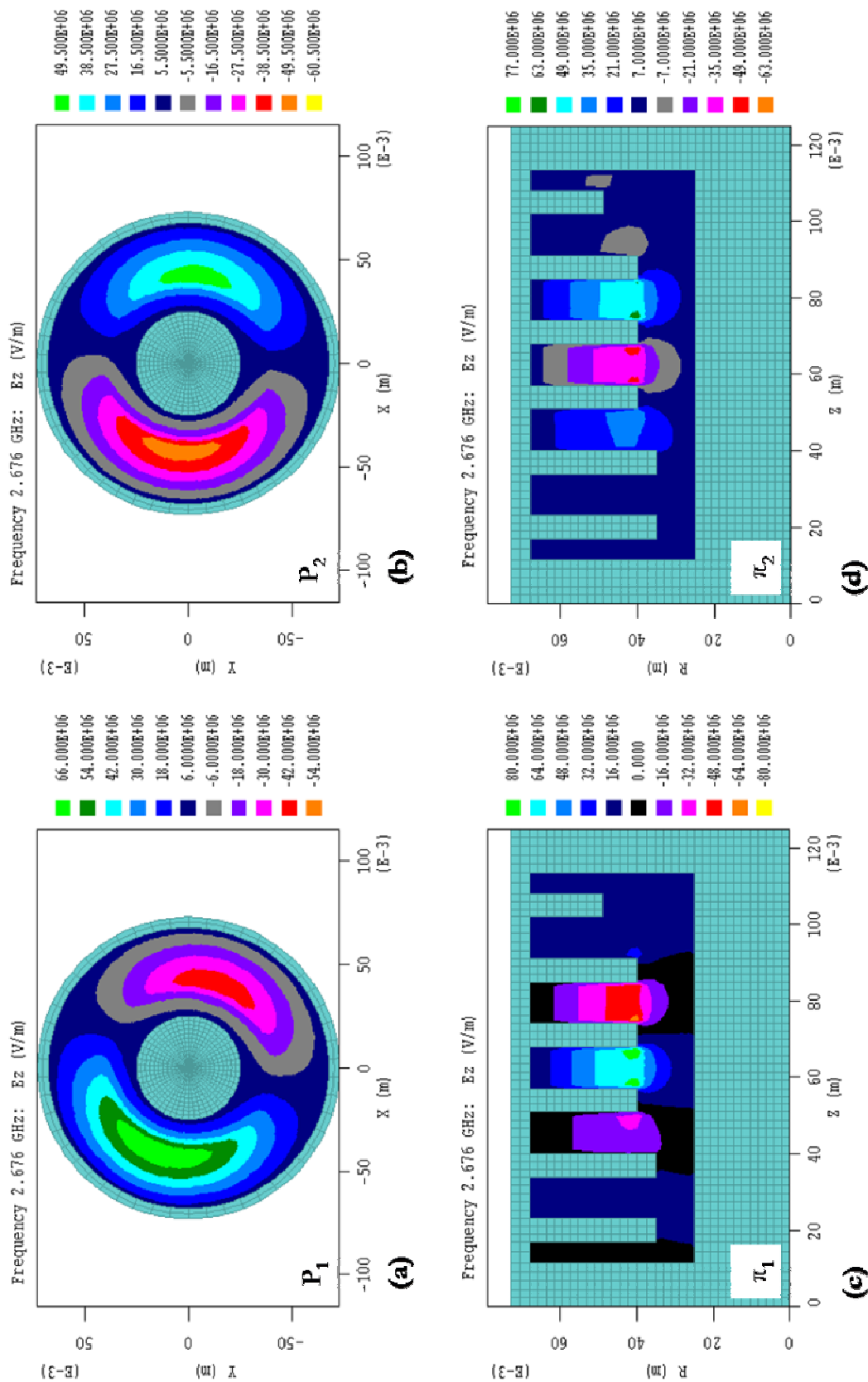


Figure IV-16: Premier mode hybride non symétrique s'amalant une fois sur la composante azimutale à la fréquence de 2,676 GHz. (a), coupe transverse dans le plan P_1 (b), coupe transverse dans le plan P_2 (c) et (d), coupe dans les plans π_1 et π_2 . On a choisi de mettre en évidence la composante E_z (la composante B_z signature du mode hybride est implicite).

La fréquence du mode excité à 2,68 GHz de la figure IV-10 est celle du mode cartographié sur la figure IV-16. Les modes non symétriques en géométrie cylindrique apparaissent lorsqu'il y a des discontinuités dans une structure électromagnétique, comme la variation du rayon des diaphragmes dans notre cas, bien que le système soit axisymétrique [THUMM, 91]. Les conditions de continuité et de raccordement du champ électromagnétique sur les parois imposent la présence de modes résultant d'une superposition de modes TM et TE que l'on appelle des modes HEM (Hybrid ElectroMagnetic) [BARKER, 01]. A la fréquence d'oscillation de 2,44 GHz, le mode TM en géométrie 2D est devenu un mode HEM en géométrie 3D. Globalement, le mode TM fondamental est très atténué dans les structures périodiques présentant des discontinuités et possède une fréquence de coupure plus élevée que le mode HEM fondamental dans les structures lissées du type BWO [DOANE, 85]. Ainsi, dans notre cas, le mode HEM fondamental est dominant.

L'échange d'énergie potentielle du faisceau à la structure hyperfréquence est possible lorsque les électrons rencontrent une composante positive (décélétratrice) du champ E_z (figure II-10, Chap. II). La configuration de la figure IV-16 permet une interaction entre le faisceau et le mode considéré. Cependant l'alternance du signe de E_z sur l'azimut entre deux plans voisins force les électrons du faisceau à « tourner avec le champ électromagnétique » donnant la géométrie de faisceau de la figure IV-17 au temps où la puissance de sortie n'est pas encore stabilisée (figure IV-11). Vers 40 ns, les effets du mode non symétrique à la fréquence de 2,68 GHz s'atténuent et donnent plus de poids à l'interaction sur le mode à 2,44 GHz, indépendamment du couplage de sortie, donnant lieu à des couronnes d'électrons périodiques espacées de $2L$, période des cellules de la structure à ondes lentes (figure IV-18).

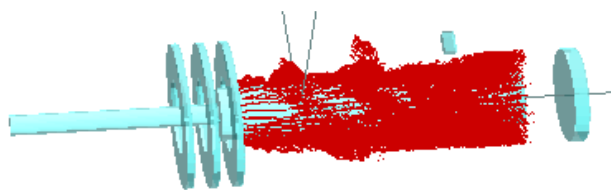


Figure IV-17: Vue 3D des trajectoires électroniques au temps $t = 27,094$ ns. On a rendu transparents le résonateur périodique, l'extracteur et le collecteur afin de mettre en évidence les paquets « tournant » avec le champ hyperfréquence ; $R_{SWS} = 40$ mm.

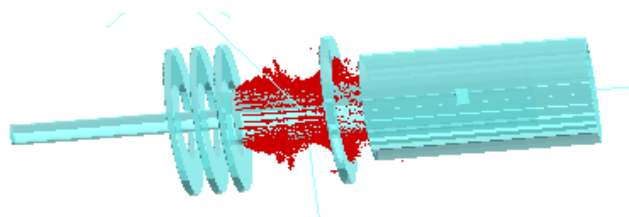


Figure IV-18: Vue 3D des trajectoires électroniques au temps $t = 38,340$ ns. On a volontairement omis le résonateur périodique à 4 cellules afin de remarquer la formation des couronnes d'électrons dans le régime d'oscillation à la fréquence de 2,44 GHz ; $R_{SWS} = 40$ mm.

II-2-2 Le résonateur périodique où $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$

On applique la démarche précédente au MILO compact optimisé de la section IV-II-1-2. On retrouve en simulation 3D une fréquence d'oscillation dominante à 2,34 GHz (figure IV-12), proche de celle obtenue dans le cas 2D sur la figure IV-7a. Sur la figure IV-19, le mode à 2,328 GHz est à symétrie de révolution autour de l'axe du tube et possède une composante B_z non nulle, caractérisant un mode HEM. Dans la géométrie 2D axisymétrique, il ne subsiste que les modes à symétrie de révolution dans une configuration particulière, en l'occurrence les résonances des modes TM (§ II-3, Chap. III). La résonance stable du mode à 2,328 GHz correspond à l'une des fréquences du mode HEM fondamental permettant encore des conditions de synchronisme avec le faisceau d'électrons. En effet, comme pour le cas 2D, en augmentant la profondeur des cellules de la structure à ondes lentes, on a changé les conditions d'interaction et changé de mode HEM, en même temps que les vitesses électroniques de dérive ont augmenté. Lorsqu'on monte légèrement en fréquence, on s'aperçoit que les modes ont tendance à se dissymétriser de plus en plus, traduisant un couplage entre modes voisins (figure IV-20). Par exemple, à la fréquence de 2,397 GHz, la proximité des fréquences de coupure entre le résonateur périodique et le filtre en amont semble provoquer un léger couplage des modes issus de ces deux structures (figure IV-20). Le premier mode non symétrique apparaît à la fréquence de 2,651 GHz (figure IV-21). Les lobes de la composante E_z sont de signes opposés et alternés d'un plan de coupe à l'autre et présentent une configuration possible pour permettre une interaction avec le faisceau d'électrons. Or, cette fréquence n'est pas excitée dans le processus d'interaction, comme on peut le voir sur la figure IV-12. Ainsi, **à la tension de fonctionnement de 500 kV**, en refermant les diaphragmes de la structure à ondes lentes, dans le cas à $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, on a réussi à écarter les fréquences des modes symétrisés en E_z de ceux qui ne l'étaient pas, garantissant ainsi une interaction stable du faisceau dans la cavité périodique sur une seule fréquence d'oscillation isolée et dominante. On récapitule dans le tableau IV-4, le fonctionnement des dispositifs dans les deux géométries à $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$ et $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$. La présence d'une composante B_z non nulle, dans le processus d'interaction des modes HEM, est à la base d'une interaction possible sur des modes azimutaux. En effet, certains électrons sous l'action de B_z auront tendance à être déviés suivant \vec{u}_ϕ . Dans le premier cas ($R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$), un mode azimutal peut être excité ; dans le second cas ($R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$) ces électrons sont perdus, ne participant pas au processus d'interaction dans le résonateur périodique et la superposition de B_z avec B_ϕ statique contribue à sur – isoler le faisceau (p. 56, chapitre I). **L'interaction sur les modes HEM limite donc la puissance hyperfréquence de sortie** et justifie la puissance obtenue à 2,5 GW dans le cas 3D (figure IV-13) au lieu de 3 GW dans le cas 2D (figure IV-7b).

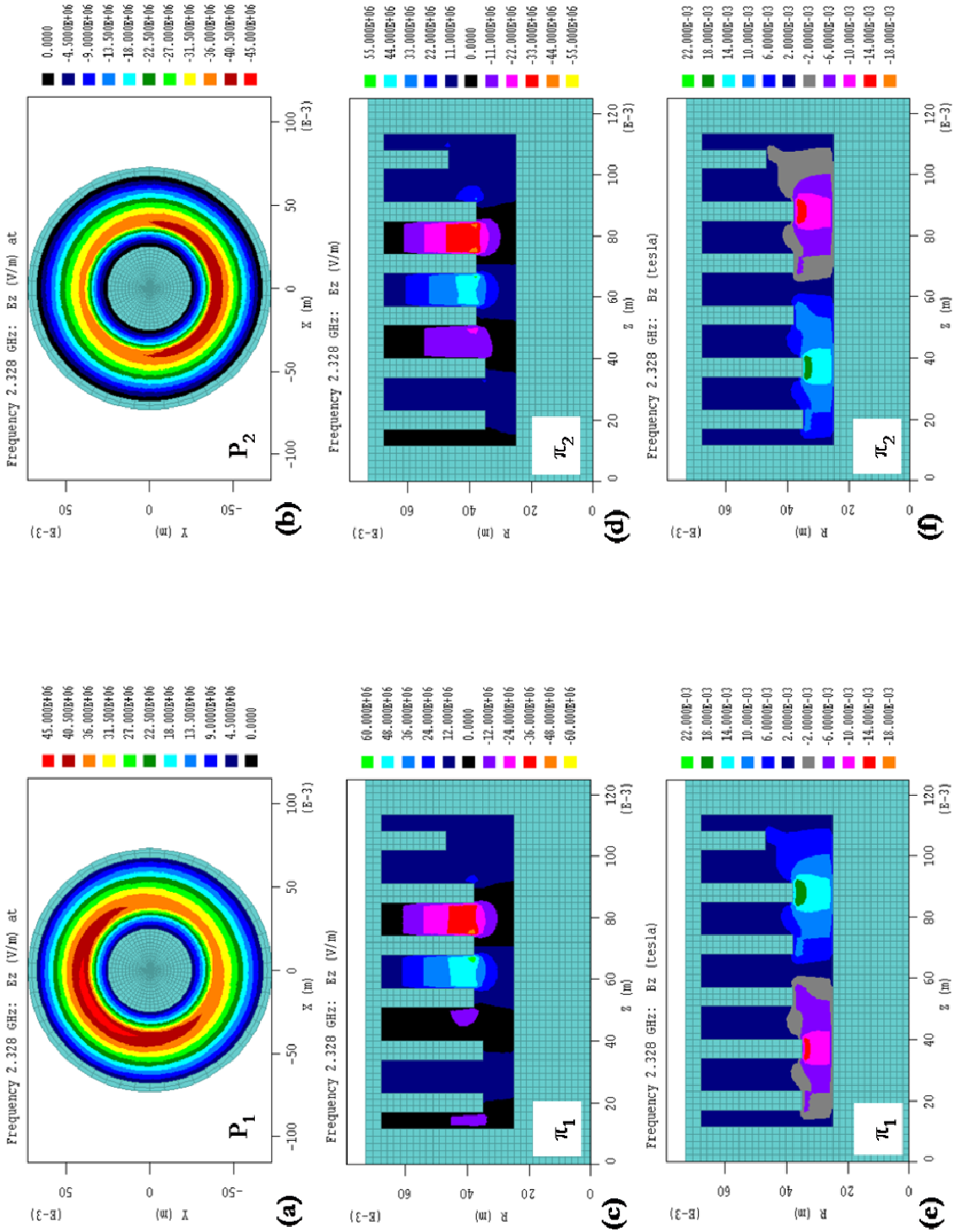


Figure IV-19: Mode HIEM à la fréquence de 2,328 GHz. (a), coupe dans le plan P_1 et $E_z > 0$ (légère dissymétrie et renforcement local du champ). (b), coupe dans le plan P_2 et $E_z < 0$ (légère dissymétrie et renforcement local du champ). (c) et (e), coupes dans le plan π_1 . (d) et (f), coupes dans le plan π_2 . On a choisi de représenter le mode HIEM à la fréquence proche de l'oscillation du MILO pour $R_{\text{sys}} = 38$ mm, bien qu'il existe une compétition de modes non négligeable dans cette configuration géométrique.

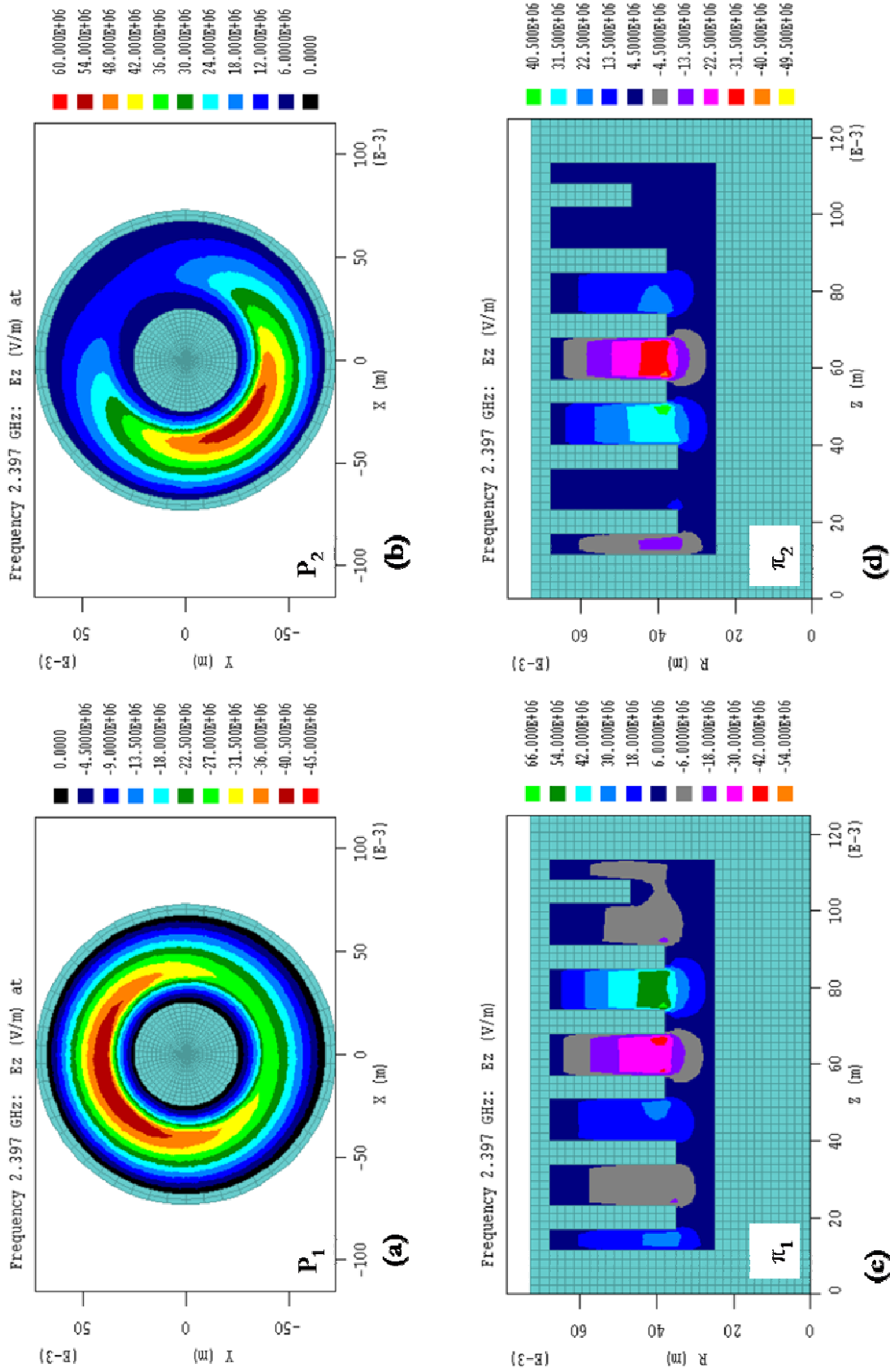


Figure IV-20: Déformation du mode symétrique à 2,397 GHz par couplage avec le filtre en amont du résonateur périodique (a), coupe dans le plan P_1 et composantes du champ négatives. (b), coupe dans le plan P_2 et composantes du champ positives. (c) et (d), coupe dans les plans π_1 et π_2 (la composante B_z signature du mode hybride est implicite).

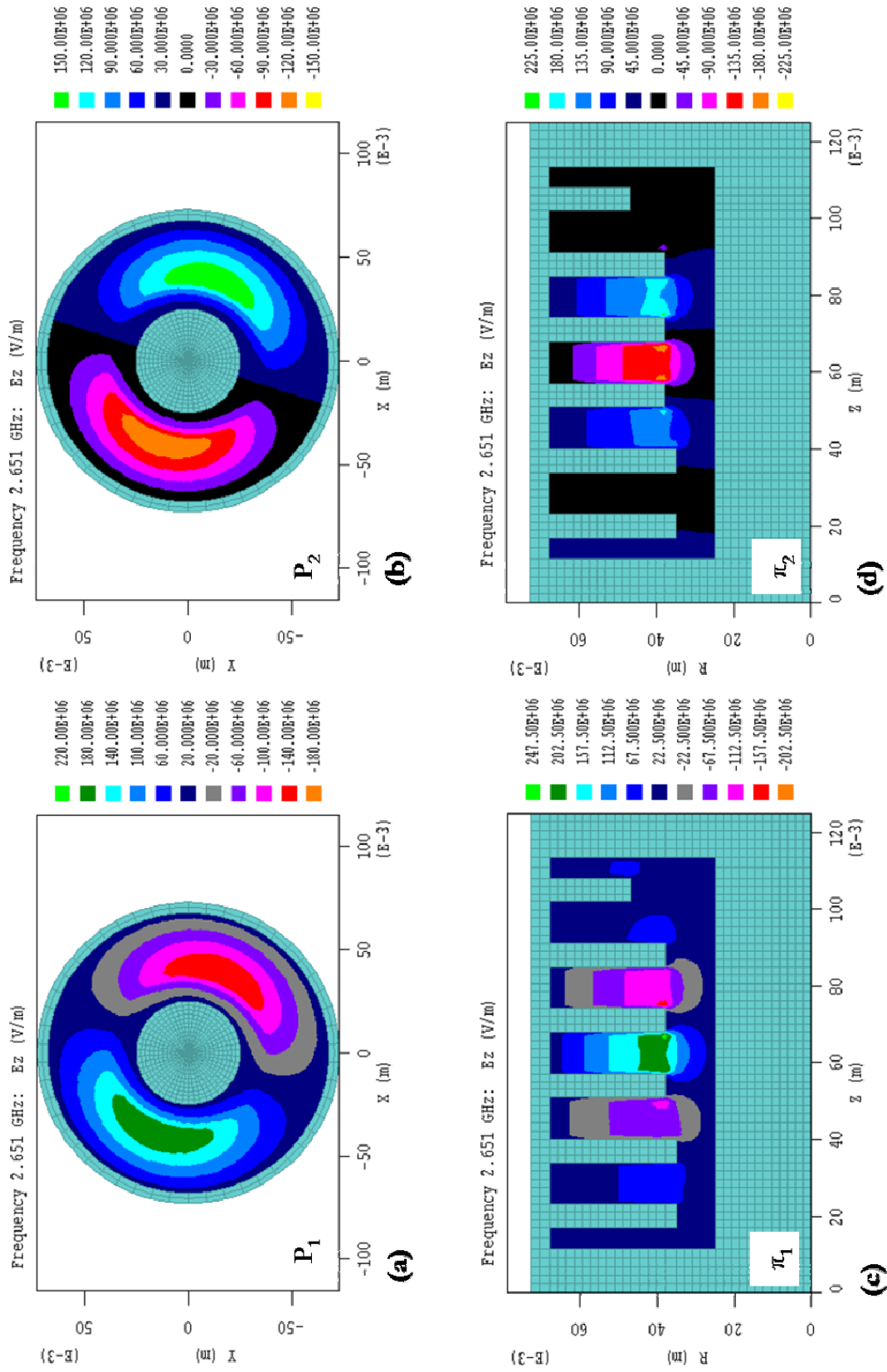


Figure IV-21: Premier mode hybride non symétrique s'annulant une fois sur la composante azimutale à la fréquence de 2,651 GHz. (a), coupe transverse dans le plan P_1 . (b), coupe transverse dans le plan P_2 . (c) et (d), coupe dans les plans π_1 et π_2 . On se limite à la composante E_z (la composante B_z , signature du mode hybride est implicite).

Fonctionnement à 500 kV	$R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$	$R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$
Fréquence d'oscillation (GHz)	2,44	2,34
Mode non symétrique (GHz)	2,68	2,65
Ecart à l'oscillation (MHz)	240 (10%)	330 (14%)
Processus d'interaction	Symétrique et non symétrique	Uniquement symétrique

Tableau IV-4 : Comparaison des régimes d'oscillation des géométries 3D de MILO envisagées.

En géométrie 3D, il existe une plus grande compétition de modes puisque le dispositif introduit des modes hybrides ainsi que des couplages de modes entre les différentes sections, rendant plus difficile l'identification des composantes spécifiques sur lesquelles s'effectue l'interaction dans la structure à ondes lentes. Cependant, nous avons identifié le mode HEM fondamental sur lequel le MILO 3D oscille dans une configuration stable comparable au mode π . Ainsi, dans la géométrie où $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, il n'y a pas d'interaction sur des composantes azimutales non symétriques, les paquets d'électrons dans l'espace inter – électrodes forment des couronnes périodiques, symétriques par rapport à l'axe du tube, espacées de deux périodes de la structure à ondes lentes (figure IV-22). Lorsque le régime d'oscillation stable du dispositif est atteint, le profil du faisceau de la figure IV-22 confirme que le résonateur périodique oscille de façon analogue aux dispositifs 2D.

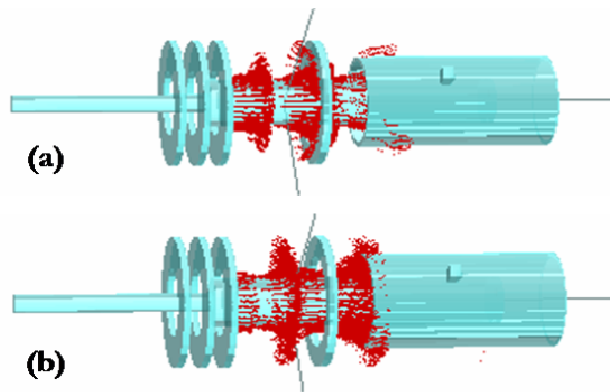


Figure IV-22: Représentation des trajectoires électroniques dans la géométrie 3D pour $R_{\text{SWS}} = 38 \text{ mm}$, (a) à $t = 29,466 \text{ ns}$ et (b) à $t = 31,815 \text{ ns}$. On a rendu transparents le résonateur périodique et la structure externe d'anode pour visualiser les paquets d'électrons dans le régime d'oscillation à la fréquence de 2,34 GHz.

II-3 Effet d'un décentrage de la cathode dans le dispositif compact à $R_{\text{SWS}} = 40 \text{ mm}$

Lorsque la cathode est décentrée, le dispositif peut encore fonctionner théoriquement, à condition de limiter la formation d'arcs électriques au point de lancement. Cela suppose, entre

autres, un bon vide (au moins égal à 10^{-9} bar), de toute façon nécessaire dans le cas d'une réduction des dimensions du dispositif. Compte tenu de l'analyse faite dans les paragraphes précédents, le faisceau d'électrons va pouvoir exciter des composantes azimutales, imposées par la géométrie.

Pour mettre en évidence l'effet du décentrage, on reproduit des simulations 3D non plus en coordonnées cylindriques, mais en coordonnées polaires. Ainsi, les plans dans lesquels sont construits le maillage sont décrits en $(r ; \varphi)$. La troisième coordonnée est la profondeur z . Dans les plans de coupe $(r ; \varphi)$, où apparaissent les disques décrivant la cathode, on décale l'axe géométrique du support cylindrique de la cathode de 3 mm par rapport à l'axe du tube. Afin d'atteindre un régime d'oscillation stable du dispositif, la durée d'impulsion a été augmentée jusqu'à 100 ns. Le MILO étudié dans cette configuration est celui dont les paramètres de couplage sont $R_{\text{Filtre}} = 35$ mm, $R_{\text{SWS}} = 40$ mm, $R_{\text{Extracteur}} = 49$ mm et $L_{\text{Recou}} = 103$ mm (géométrie des § IV-II-1-1 et IV-II-2-1). Le spectre en fréquence calculé au port de sortie par transformée de Fourier du signal de tension est présentée sur la figure IV-23. La puissance électrique incidente comparée à la puissance hyperfréquence, calculée à partir du flux du vecteur de Poynting au port de sortie, est portée sur la figure IV-24.

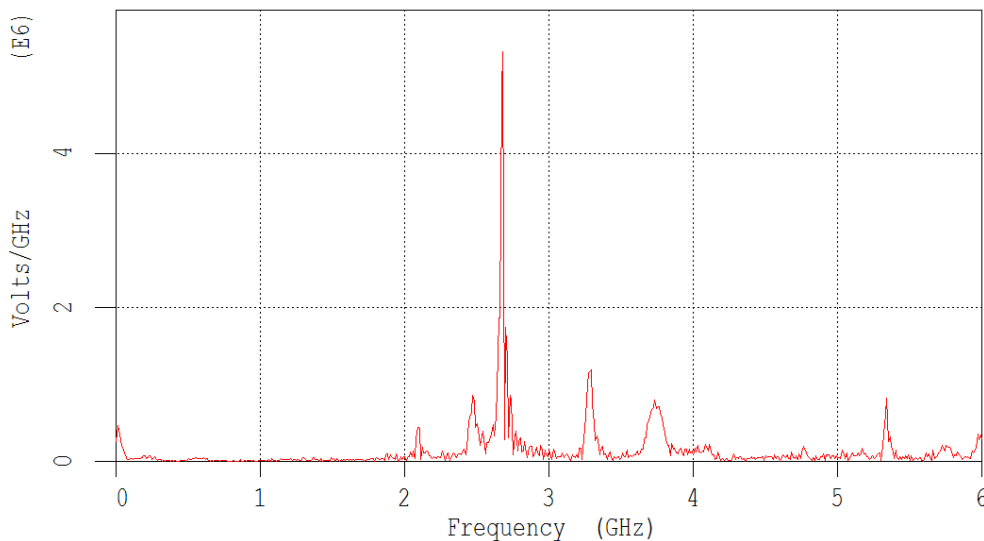


Figure IV-23: Fréquences d'oscillation du dispositif MILO à cathode décentrée, calculée à partir de la transformée de Fourier du signal de tension au port de sortie. La fréquence dominante est à 2,68 GHz.

La fréquence dominante à 2,68 GHz de la figure IV-23 correspond à l'interaction sur le premier mode azimutal rencontré dans le cas axisymétrique au paragraphe IV-II-1-1 et décrit dans la section IV-II-2-1. Le décentrage de la cathode a donc forcé l'interaction sur ce mode. Or, on constate que d'autres fréquences deviennent accessibles aux ordres plus élevés et limitent ainsi la

puissance hyperfréquence de sortie (figure IV-24). Cependant, leur contribution, comparée au mode d'interaction dominant reste faible et permet néanmoins au dispositif de se stabiliser, à **condition d'augmenter suffisamment la durée d'impulsion jusqu'à la saturation du signal de sortie à la fréquence ayant le plus de poids (figure IV-24)**. Remarquons également que le pic à 2,68 GHz est très fin. Les pertes par couplage et par dissipation sont donc minimales et le dispositif peut encore emmagasiner un maximum d'énergie électromagnétique extraite en sortie du tube à une puissance voisine de celle obtenue dans le cas 3D axisymétrique au bout de 50 ns (figure IV-11). Ainsi, le MILO peut non seulement fonctionner sans nécessairement un centrage optimal de la cathode sur l'axe du tube, mais aussi l'interaction sur le mode azimutal associé permet encore l'extraction d'un signal micro-onde en sortie. Le couplage électromagnétique vers l'extérieur du tube est donc possible lorsque le dispositif interagit aussi sur une composante non symétrique mais suppose une durée d'impulsion du générateur haute tension plus longue ; ceci mis à part des problèmes physiques liés aux claquages éventuels.

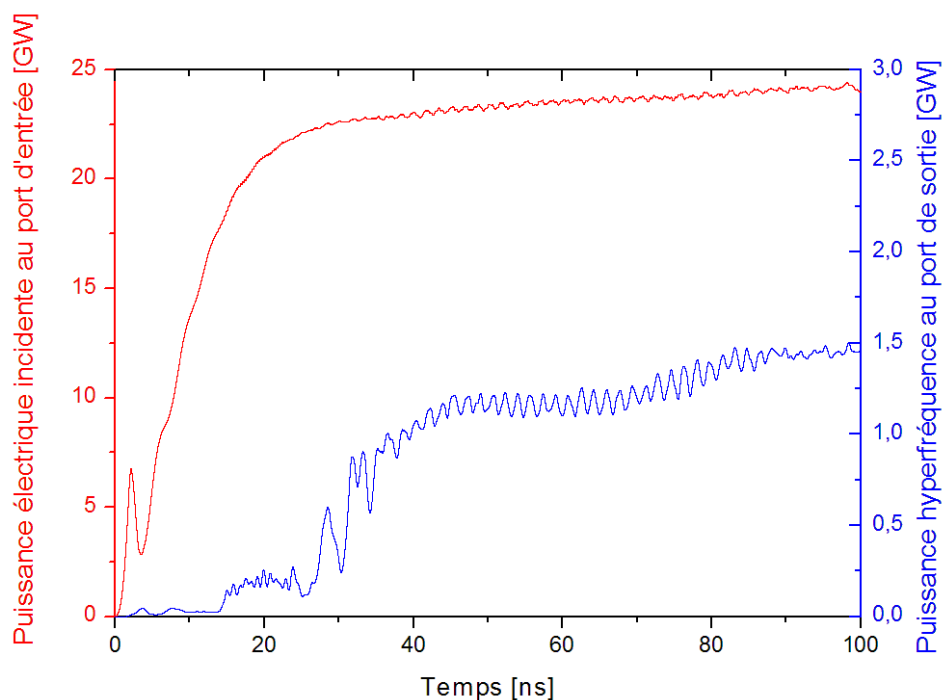


Figure IV-24: Variation en fonction du temps de la puissance électrique incidente au port d'entrée et de la puissance hyperfréquence calculée au port de sortie pour une cathode décentrée de 3 mm par rapport à l'axe du MILO dans la géométrie 3D de la section IV-II-1-1. Les courbes sont lissées et traduisent des puissances moyennes. Les oscillations observées traduisent un battement des fréquences excitées dans la structure périodique.

Afin de confirmer l'interaction dominante sur une composante hybride non symétrique, on représente le faisceau d'électrons dans le régime d'oscillation à la fréquence dominante du mode azimutal sur lequel s'effectuent les échanges d'énergie (figure IV-25).

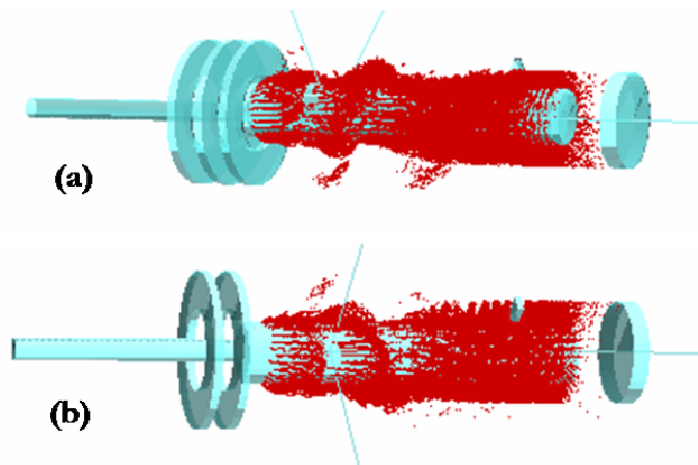


Figure IV-25: Mise en évidence par le faisceau de l'interaction sur le mode azimutal à la fréquence de 2,68 GHz, (a) au temps $t = 39,461$ ns et (b) au temps $t = 71,397$ ns. Certains éléments constituant le MILO ont été omis afin d'apprécier la géométrie du faisceau en condition d'interaction.

III- Conclusions et discussions sur de nouvelles sources de type MILO

Dans la partie IV-II, nous venons de voir que l'interaction sur les modes HEM symétriques en géométrie 3D pouvait limiter la puissance hyperfréquence de sortie par la présence d'une composante B_z non nulle, source de pertes d'électrons en azimut, de sur – isolation du faisceau ou d'interactions parasites sur une composante hybride voisine non symétrique. On a montré également qu'un décentrage de la cathode par rapport à l'axe du tube pouvait forcer l'interaction du faisceau en azimut sans détériorer pour autant de façon dramatique la puissance micro-onde de sortie, bien qu'il subsiste des fréquences parasites excitées générant des défauts de stabilité. Ainsi, peut-être est-il plus judicieux de dimensionner une géométrie dans laquelle le faisceau d'électrons interagit sur un mode non symétrique stable et unique, sans excitation parasite.

Lors de la dernière conférence internationale EUROEM à Magdebourg (Allemagne), en Juillet 2004, J. W. Eastwood a proposé un dispositif de MILO à **anode sectorisée**, oscillant sur une seule fréquence azimutale [EASTWOOD, 04]. Le prototype de base utilisé pour cette analyse est le « tapered » MILO [EASTWOOD, 98], modifié pour atteindre une fréquence d'oscillation double de celle obtenue au départ, **plus stable** et sans détérioration de la puissance hyperfréquence de sortie avec des **rendements supérieurs à 25%**. De même, l'équipe de B. A. Balakirev à l'Institut de Recherche ElectroMagnétique (IEMR) de Kharkov (Ukraine) a étudié de façon analytique l'interaction d'un faisceau d'électrons en condition d'isolement magnétique dans une structure à ondes lentes hélicoïdale. Dans ce cas, non seulement les échanges d'énergie

s'effectuent sur une composante non symétrique mais en plus le résonateur périodique peut directement être couplé à l'antenne terminant le tube pour faciliter et optimiser l'extraction du rayonnement hyperfréquence [BALAKIREV, 98 ; BALAKIREV, 01]. Sur les figures IV-26a et IV-26b, on compare deux prototypes de MILO compact dans le modèle US Air – Force, l'un à anode hélicoïdale générant des modes asymétriques (figure IV-26a), l'autre à structure dite de « diaphragmes empilés », en géométrie 2D, générant des modes exclusivement symétriques (figure IV-26b). Le pas de l'hélice de la figure IV-26a est identique à la période L , séparant deux disques de la ligne à retard, de la figure IV-26b et $R_{SWS} = 38 \text{ mm}$, dans les deux cas. Les dispositifs ainsi modélisés possèdent une longueur de ligne suffisante pour générer des oscillations dans le tube, sans filtre en amont [LEMKE, 97] (§ III-2, Chap. III).

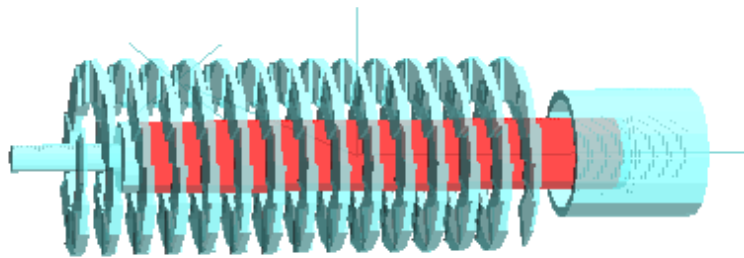


Figure IV-26a: Dispositif de MILO hélicoïdal du type US Air - Force compact. Le système est axisymétrique. On distingue la cathode (rouge), la structure à ondes lentes hélicoïdale et le collecteur de charge. On a rendu transparent le support d'hélice (anode externe) pour apprécier les différents éléments géométriques.

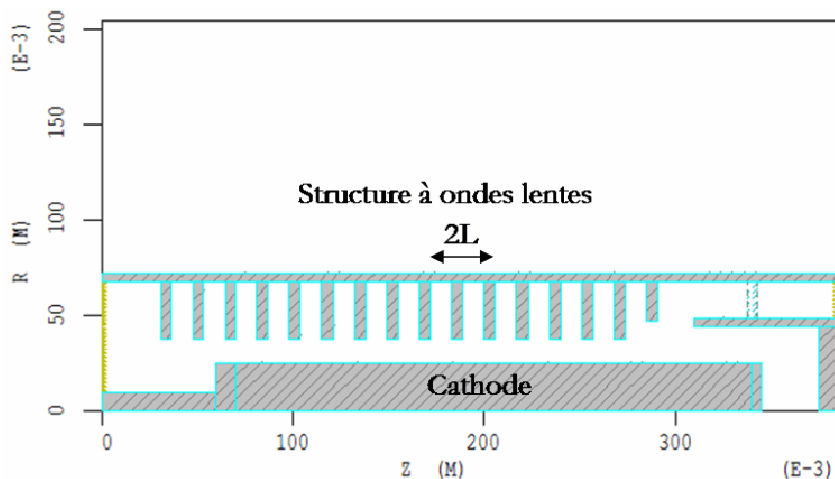


Figure IV-26b: Dispositif de MILO à anode structurée, constituée de 15 cellules couplées, dans le modèle US Air – Force compact. Le paramètre L désigne la période de la ligne à retard.

Les deux systèmes présentés sur les figures IV-26a et IV-26b ont des fréquences d'oscillations voisines (figure IV-27) mais n'excitent pas les mêmes modes (figure IV-28).

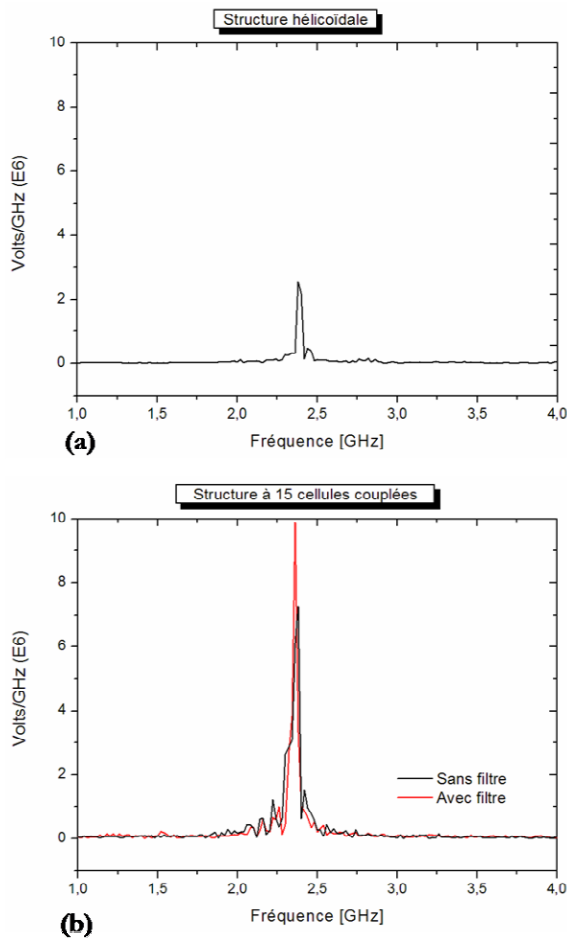


Figure IV-27: Fréquences d'oscillation (a) du dispositif à structure hélicoïdale, (b) de la structure à 15 cellules couplées. Ces fréquences sont calculées à partir de la transformée de Fourier du signal de tension au port de sortie.

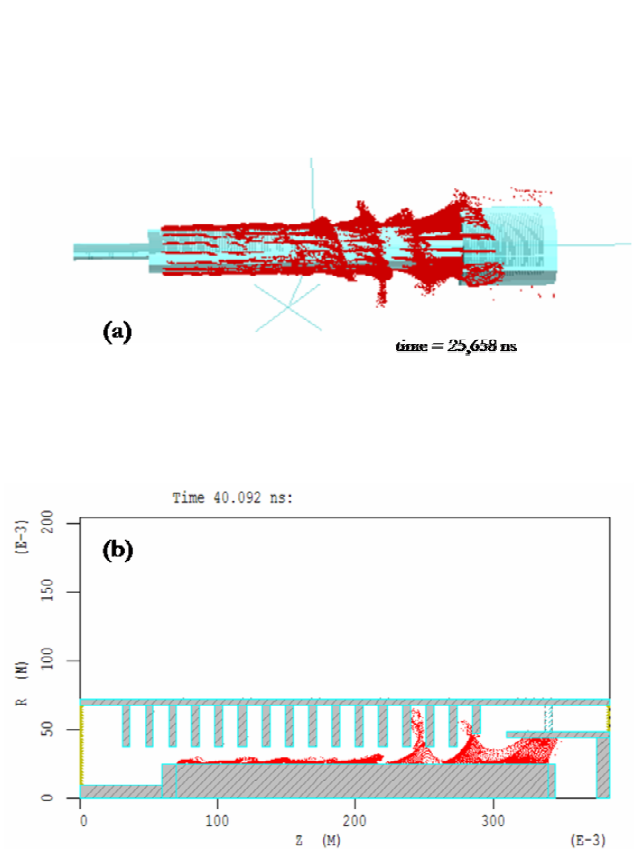


Figure IV-28: Mise en paquet périodique des électrons du faisceau en isolement magnétique (a) dans la structure hélicoïdale où on a retiré l'hélice pour plus de clarté, (b) dans le dispositif à géométrie 2D axisymétrique. (a) Interaction sur un mode non symétrique, (b) interaction sur un mode symétrique.

Dans le cas du dispositif de la figure IV-26b, on peut remarquer que plusieurs modes voisins peuvent être excités dans la structure à ondes lentes, en l'absence d'un filtre en amont car, d'une part le pic de résonance à la fréquence d'oscillation du MILO est large (figure IV-27b) et, d'autre part, la puissance hyperfréquence de sortie montre clairement au moins deux régimes de fonctionnement (figure IV-29). En présence du filtre, la puissance de sortie est plus lissée et plafonne autour de 2,3 GW (figure IV-29) pour une fréquence d'oscillation stable et piquée (figure IV-27b). Bien que la fréquence d'oscillation du dispositif de la figure IV-26a soit dominante à la fréquence du mode azimutal correspondant, la puissance hyperfréquence de sortie reste inférieure au gigawatt et faible comparée à celle obtenue dans le cas du système de la figure IV-26b (figure IV-29). L'amplitude faible de la fréquence d'oscillation montre également que peu

de signal hyperfréquence est extrait en sortie du dispositif hélicoïdal, en comparaison de celle des dispositifs avec et sans filtre (figure IV-27b) du système de la figure IV-26b.

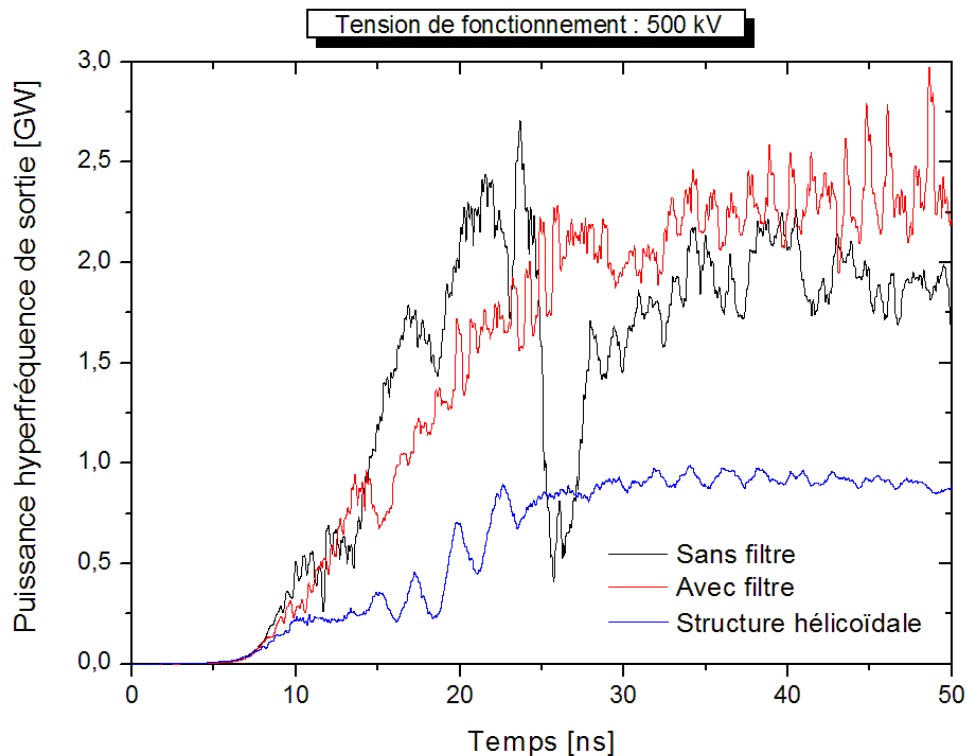


Figure IV-29: Comparaison des puissances hyperfréquences au port de sortie en fonction du temps pour les géométries à structure hélicoïdale et à « diaphragmes empilés ». Dans le second cas, on compare les résultats avec filtre et sans filtre en amont de la structure à ondes lentes.

Le couplage du mode non symétrique vers le mode TEM symétrique du guide d'onde de sortie dans le cas de la figure IV-26a est mal réalisé [BALAKIREV, 98 ; BALAKIREV, 01]. Au contraire, dans le cas de la figure IV-26b le couplage vers le guide d'onde de sortie ne concerne que des modes symétriques. Or, l'excitation de modes non symétriques facilite le transfert du signal hyperfréquence vers le guide cylindrique adapté à l'antenne terminale du tube. En effet, dans le cas contraire, le couplage vers l'antenne doit passer nécessairement par une conversion de modes symétriques en modes TE_{11} ou TM_{11} non symétriques. Dans le cas des puissances transportées, la structure intermédiaire à fabriquer devient un vrai défi [BALAKIREV, 98 ; BALAKIREV, 01]. **Ainsi, l'interaction optimisée sur des modes non symétriques passe par une redéfinition de la géométrie du tube MILO et des conditions de couplage externe pour optimiser l'extraction du rayonnement micro-onde (hélice « taperisée », guide de sortie propageant des modes non symétriques, etc...).**

Enfin, bien que la présence de nombreuses cellules offre le désavantage de coupler certains modes voisins, il n'est pas exclu de pouvoir amplifier par le faisceau en isolement magnétique un signal injecté dans la structure à ondes lentes, à la fréquence de l'un des modes existant dans la ligne. Aux faibles puissances (entre 100 kW et 1 MW), mais aux rendements élevés (entre 30 et 50 %), un tel dispositif se rapproche du T.P.O.M (Tube à Propagation d'Ondes du type M) [LEBLOND, 72].

Pour résumer, les contraintes physiques mises en évidence dans les chapitres III et IV sont de deux natures : tout d'abord **la limitation de la puissance de sortie** et ensuite **la stabilité du signal à extraire**. Le premier cas se produit lorsque plusieurs modes de la structure périodique sont excités ou lorsque le couplage vers l'extérieur est mal réalisé. Dans le deuxième cas, pour stabiliser le signal hyperfréquence de sortie, deux solutions peuvent être apportées : l'une consiste à augmenter la durée d'impulsion du générateur afin de privilégier l'interaction sur un seul mode dominant lorsque les autres sont saturés en énergie aux fréquences correspondantes. L'autre solution est de filtrer par couplage les modes d'interaction parasites. Ces facteurs sont récurrents et généraux aux dispositifs micro-ondes de forte puissance et restreignent les performances des tubes.

L'ensemble des études effectuées et des remarques soulignées, validées par des éléments de simulation en géométrie 2D et 3D, clôturent la partie théorique de cette thèse.

CHAPITRE V
Mise en œuvre pratique

La présente section a pour objectif de préciser d'abord la démarche de réalisation du tube à partir des résultats de la simulation. En effet, comme on l'a dit à plusieurs reprises, tous les éléments du tube MILO US-AF doivent être reconsidérés lorsque l'on décide de réduire toutes les dimensions par 2 et que l'on doit maintenir une tension de fonctionnement de 500 kV pendant près de 50 ns. En outre il faut alimenter le tube en énergie, ce qui va nous amener à analyser l'adéquation d'un Marx rapide ISL pour cette application. Ces préalables ayant été développés, nous détaillerons les conditions techniques de fonctionnement d'une expérience sur le tube MILO compact : pression, protection contre les rayonnements ionisants, confinement de l'énergie RF, puis les capteurs installés. Pour ces derniers on s'attachera à donner l'objectif, les principes de fonctionnement et de calibration. Ensuite nous présenterons les résultats des premiers essais effectués, à savoir la caractérisation du tube en court-circuit électrique et le fonctionnement à froid, c'est à dire l'excitation par une onde RF injectée à l'entrée ou à la sortie comme nous avons pu le faire en utilisant le code MAGIC à froid (sans électrons). Nous terminerons en présentant les expériences à chaud qui seront menées dans la suite directe de ce travail.

I- Conception et réalisation du tube

I-1 Généralités

Au début de l'étude, la conception américaine du MILO avait été choisie par l'ISL compte tenu de la longue phase d'optimisation numérique qui transparaissait de la littérature et de l'aboutissement certain des travaux expérimentaux. Cependant nous disposions de peu d'éléments précis sur la réalisation concrète du tube MILO US-AF à l'exception notable du brevet de R. Lemke [LEMKE, USP, 98] et d'un plan [HAWORTH, 00], (cf Figure I-15a). Nous avons ainsi commencé à analyser les dimensions de toutes les pièces du MILO US-AF en notant toutefois que nombre de cotes, présentées en mm, correspondaient en fait à des multiples ou des sous-multiples simples du pouce. Cela nous a confortés dans le caractère flexible de ce dessin et nous nous sommes plutôt attachés à l'analyse des proportions : rapport des rayons anodique et cathodique (donc les impédances des différentes sections), rayons relatifs des iris d'étranglement (« *choke vanes* ») et des iris de la structure à ondes lentes, évasement de l'iris à l'extraction, rapport profondeur sur période des cavités, proportion de cathode couverte par le collecteur, etc... C'est ainsi que nous avons approché progressivement les éléments à l'échelle 1/2. Ensuite nous avons testé ces structures avec MAGIC, à froid pour isoler les modes propres et à chaud pour étudier l'isolement magnétique et la mise en paquets. Cette démarche a été évoquée au long du texte, principalement au chapitre III dans une analyse du stockage énergétique et des coefficients de

surtension externes. Nous n’y reviendrons pas ici, sauf pour rappeler le caractère pointu du choix des diamètres des iris et de la longueur de recouvrement de cathode à l’échelle $\frac{1}{2}$.

Cette phase a été délicate car elle a dû démarrer alors que toutes les simulations n’étaient pas terminées. Elle est l’aboutissement de nombreuses réunions et d’évolutions notables. La lourde charge de dessin par le bureau d’études et de fabrication par l’atelier central de l’ISL a été menée dans des conditions exceptionnelles, sous la supervision de Joseph Wey, chercheur au groupe EMW, dont la contribution doit être saluée ici.

I-2 Description du prototype MILO compact

La Figure V-1 représente la vue en perspective du MILO compact ouvert, selon les plans dressés par le bureau d’étude de l’ISL. La Figure V-2 est une photo du tube monté, sans le générateur électrique qui permet d’apprécier les différentes sections géométriques ainsi que la mécanique du dispositif. On en retrouve certains éléments sur des clichés de détail Figures V-3 et V-4.

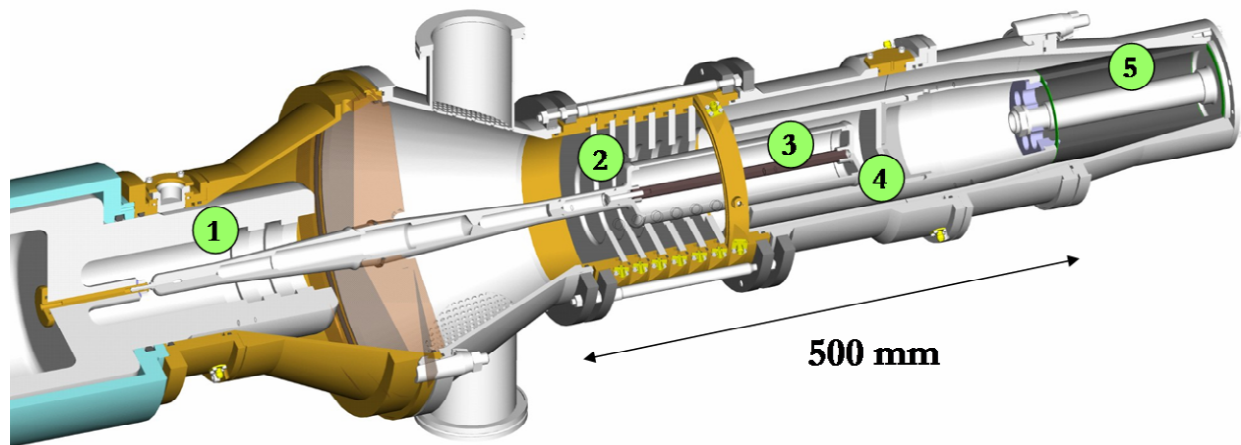


Figure V-1 : Vue tridimensionnelle du prototype de tube MILO compact (© ISL). On distingue (1) la tête du Marx et la canne de prise de tension, (2) les disques de la structure à ondes lentes, (3) la cathode, (4) le collecteur. La tête du Marx est sous huile synthétique (galden ®), le reste du volume étant sous vide secondaire, au delà d'un bouclier de PMMA. Les piquages de pompage dans la section entre 1 et 2 sont protégés par un blindage perforé. En fin de tube, le guide coaxial formé du collecteur et de l'anode se prolonge par une section profilée où le conducteur central est à la fin une résistance (5) en céramique conductrice ($R=24$ ohm), moulée sur mesure par HVR Ltd et dessinée pour absorber l'énergie HF sans réflexion. © plans ISL 2003



Figure V-2 : Photographie du MILO compact monté et muni de sa résistance terminale, à l'intérieur du boîtier en inox à l'extrémité droite. © Cliché ISL 2004.



Figure V-3 : Photographie du MILO compact monté, ouvert au niveau de l'extracteur. On voit sur l'axe la cathode de diamètre 50 mm, dépourvue de son velours, et autour les iris : au premier plan l'iris d'extraction, plus ouvert, ensuite le premier iris de cavité. On distingue également les couronnes, munies chacune de 4 prises SMA pour la mesure du courant, dont l'empilement alterné avec les disques réalise la structure à ondes lentes. Cet empilement, retenu par 6 tirants entre deux brides inox, forme un bloc indépendant centré en atelier avec une tolérance de 0,2 mm. © Cliché ISL 2004.

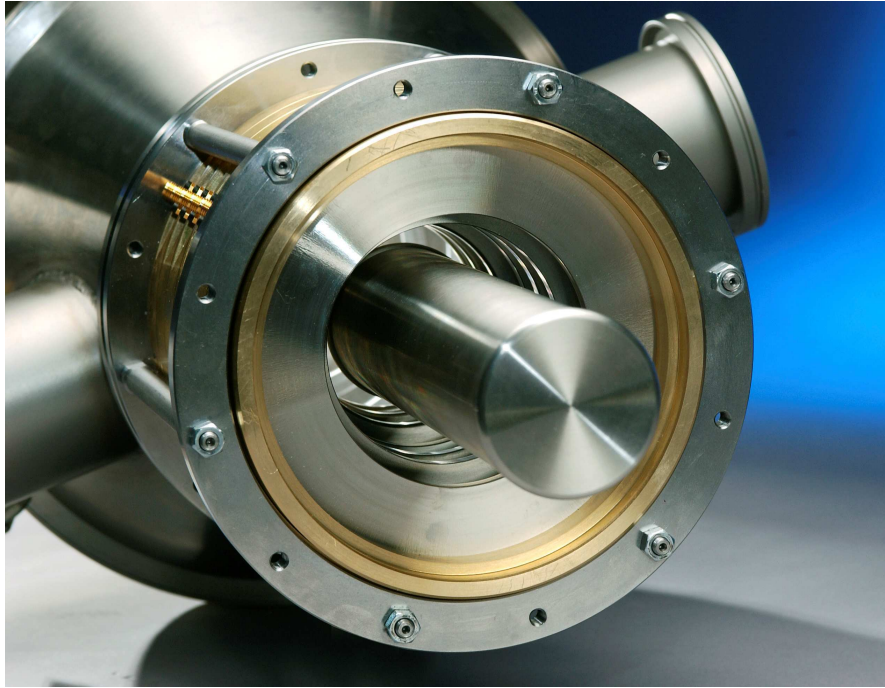


Figure V-4 : Photographie vue du bout de la cavité complète. On distingue la cathode et les iris en inox de diamètres croissants. © Cliché ISL 2004.

Les disques visibles sur les Figures V-3 et V-4 ont été fabriqués en inox pour anticiper l'usure par l'impact direct des électrons. Les couronnes sont en laiton pour faciliter l'implantation dans chacune d'elles d'une sonde inductive de courant à 4 sorties de mesure (voir plus loin la section capteurs de courant).

Au bout d'une canne d'inox, la partie terminale de la cathode est constituée d'un tube d'inox serré entre deux boucliers, l'un pour le raccord au Marx, l'autre faisant face au fond du collecteur. Le tube est couvert de velours polyester tendu qui constitue la seule zone émissive (Figure V-5). Des prolongateurs de longueurs variées permettent de choisir la longueur de la canne et ainsi de positionner finement le début du velours par rapport au premier disque de la structure à ondes lentes, ce qui fixe la zone de lancement des électrons.

La cathode entre dans un collecteur formé comme suit (Figure V-6) : un cylindre de graphite à fond plat est serti dans un chemisage de même forme en inox. Un filetage terminal permet son positionnement sur l'axe et l'écoulement des charges. En effet une transition tubulaire en inox le raccorde à une résistance de 24Ω . Celle-ci est formée par un empilement de trois anneaux de céramique conductrice soudés, fabriqués spécialement par HVR Ltd. La résistance est fixée à une transition profilée par un système de pressage par joints élastomères conducteurs (Figure V-7). La valeur de la résistance ainsi que le profil radial exponentiel de la transition ont été calculés à l'ISL pour minimiser les réflexions des modes TEM qui doivent se propager entre le collecteur et le tube extérieur.



Figure V-5 : Partie terminale de la cathode (diamètre 5 cm) en acier inox recouvert de velours de polyester sur l'essentiel de sa longueur. On note le raccord fileté vers la canne de liaison au générateur. Les propriétés émissives du velours ont été décrites au § II-I du chapitre II. Cliché LPTP 2004



Figure V-6 : Vue de détail du collecteur avec sa chemise d'inox et la coupelle de graphite sertie (épaisseur 5mm) qui recouvre tout l'intérieur. Cliché LPTP 2004



Figure V-7 : Ensemble résistance porte-collecteur. En haut à gauche on distingue l'empilement des anneaux de céramique conductrice (HVR Ltd) et le système de pressage (isolant perforé) du joint élastomère conducteur (bleu). Sur les autres vues, le collecteur a été vissé et on note les transitions de matériau ainsi que l'évolution du diamètre (profil exponentiel). Clichés LPTP 2004

II- Générateur de haute tension impulsienne

On a vu au chapitre II les conditions requises pour que l'alimentation électrique du MILO réalise d'une part, la mise en vitesse relativiste à $V=500$ kV et d'autre part, l'isolement magnétique à $I = 35$ kA au minimum, le tout maintenu pendant au moins 50 nanosecondes. Considérant la charge que représentait la conception du tube MILO, il a été décidé pour commencer de faire l'économie de la phase de développement d'un générateur électrique dédié et d'utiliser un générateur disponible et fiable à Saint-Louis. Le choix s'est porté sur un Marx compact conçu pour des applications de radiographie éclair de projectiles en vol. Dans cette section, nous allons décrire succinctement le principe du Marx, puis nous verrons les spécificités du générateur de l'ISL, en particulier pour ce qui concerne les condensateurs rapides et la commutation. Nous compléterons ces informations par deux exemples de mesures électriques lors de décharges dans des charges adaptées.

II-1 Le générateur de Marx

Le générateur utilisé fait partie d'une famille de générateurs de Marx conçus à l'ISL pour des applications où l'on recherche une impulsion de haute tension très brève. Le principe de ce générateur à N étages inventé en 1925 par l'ingénieur Erwin Marx est connu : il s'agit de charger en parallèle un nombre N de condensateurs sous une tension V_0 puis, par le déclenchement simultané d'un ensemble de N commutateurs, de réaliser un nouveau circuit où ces condensateurs se trouvent en série. L'impulsion de tension obtenue en bout d'empilement a en principe une amplitude NV_0 . Les limitations de la performance tiennent généralement à un mauvais synchronisme de tous les étages et aux pertes résistives dans les commutateurs. Le générateur ISL est très performant car le déclenchement extérieur ne concerne que le premier commutateur (système d'aiguille dans une sphère), les autres commutateurs, visibles Figure V-8, étant alignés et pré ionisés par le rayonnement UV émis par l'éclateur précédent.

Le temps de montée typique est de quelques nanosecondes pour une durée d'impulsion triangulaire de quelques dizaines de nanosecondes. En outre la compacité du système lui confère une faible inductance et une haute densité d'énergie stockée. Pour assurer la pressurisation en air sec des éclateurs, entre 2,5 et 3,5 bars, l'ensemble est placé dans un cylindre d'acier obturé à un bout par un bouclier métallique pour les passages électriques et pneumatiques, et à l'autre par une tête isolante en polyéthylène haute densité visible en partie figure V-1 assurant une sortie HT sur l'axe. Notons que, dans le même encombrement, il est possible de faire évoluer l'énergie du Marx en remplaçant les galettes par des nouvelles générations ayant une tension de service, une capacité et une compacité supérieures. C'est le cas du Marx qui nous a été livré après reconfiguration : il

comporte 17 étages à galettes sectorisées, c'est à dire que les condensateurs ne sont plus des disques comme Figure V-8 mais des secteurs angulaires d'environ 60° occupant bien l'espace (brevet ISL). L'impédance de charge 50Ω du Marx est choisie pour des questions de commodité de mesure (les appareillages sont adaptés sur 50Ω). C'est donc sur cette valeur qu'on se basera pour les tests de décharge.



Figure V-8 : Photographie de détail de l'intérieur d'un Marx ISL montrant l'empilement des galettes et une vue éclatée de trois galettes. On reconnaît pour chaque galette, deux condensateurs rapides en rouge vif, les boules de l'éclateur à air pressurisé (environ 2,5 bars) et les connecteurs de laiton. © Clichés ISL 2004

II-2 Test sur charge 50Ω

Un premier test a été réalisé par J. Wey sur un banc de métrologie de l'ISL en connectant le Marx à une ligne étalon d'impédance 50Ω terminée par une résistance de carbone coaxiale de $50,2 \Omega$. Le montage est représenté sur la Figure V-9. Les éléments de la charge, à savoir la ligne coaxiale munie d'un diviseur de tension capacitif dérivatif *D-dot*, la lentille TEM terminée par la résistance dans son profil exponentiel ont été testés indépendamment et assurent une très grande fiabilité aux mesures à haute tension et haute puissance [WEY, 02].



Figure V-9 : Vue du Marx ISL en position horizontale pour les tests de décharge sur une ligne coaxiale $Z= 50 \Omega$ sous galden. La ligne est terminée par une résistance tubulaire coaxiale [WEY, 02] précédée d'une lentille TEM en laiton. La tension est mesurée sur la résistance via un diviseur de tension de 39,2dB et par une sonde capacitive *D-dot* visible en milieu de ligne. ©Cliché ISL 2004

II-3 Test sur résistance adaptée de thiosulfate de cuivre

Un deuxième test a été réalisé au LPTP, avec R. Charon de l'ISL, pour réceptionner l'installation. L'alimentation HT continue est une SDS HLA 0-50kV. Le Marx a été placé en position horizontale et connecté à une résistance de thiosulfate de cuivre en solution dans l'eau construite par Europulse (Figure V-10). Cette résistance réalise un diviseur résistif permettant de capturer la tension avec un coefficient de transformation de 23,8 kV par volt mesuré. Les signaux ont été enregistrés sur un oscilloscope LeCroy WavePro 954, 1GHz de bande passante, 1 Géch/s.

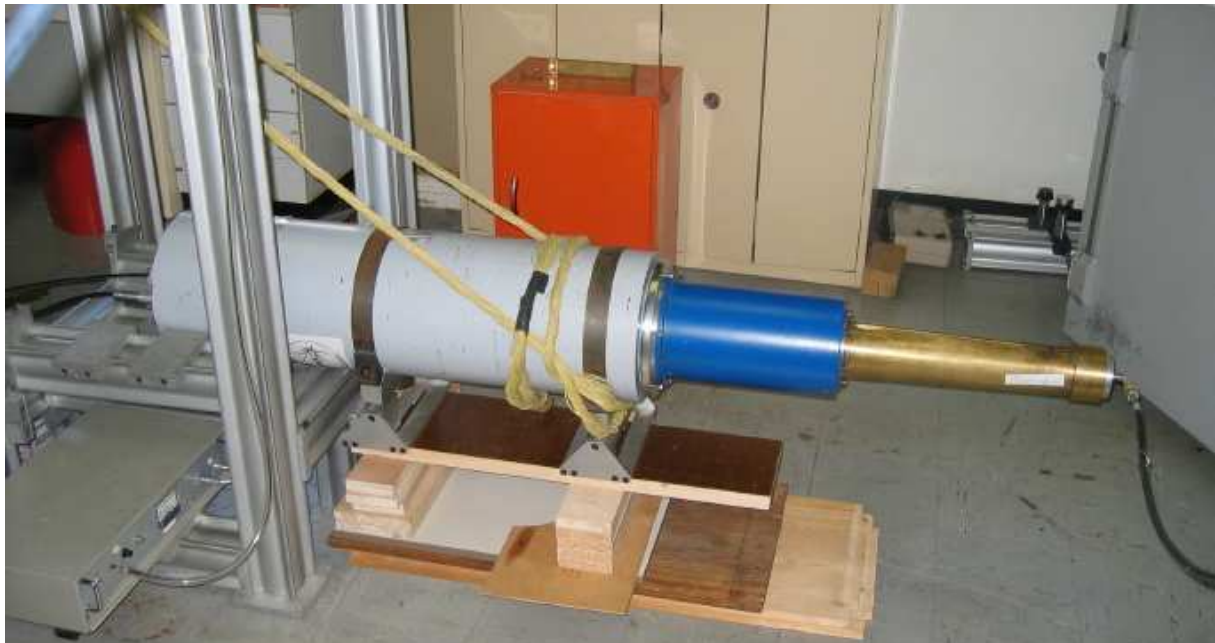


Figure V-10 : Vue du Marx ISL en position horizontale pour les tests de décharge sur résistance adaptée fabriquée spécialement par Europulse (solution de thiosulfate de cuivre dans un tube en PMMA), $R = 50 \Omega$ en haute fréquence. La résistance, dans sa gaine en laiton pour le retour du courant, réalise un diviseur de tension de coefficient de transformation 23,8 kV par Volt mesuré. Autour de la tête, une chemise d'acier (en bleu) assure le retour de courant. Le boîtier de déclenchement HT est visible au premier plan à gauche. Cliché LPTP 2004

II-4 Résultats

Les mesures de tension ont été converties en kV avec les coefficients indiqués plus haut. Les résultats sont regroupés sur la Figure V-11. En haut on a porté la tension mesurée directement par un diviseur résistif et par un diviseur capacitif après intégration numérique. En bas plusieurs tirs sur la résistance liquide de 50Ω . On note une bonne concordance des formes, en particulier sur les petits accidents des courbes. Les valeurs absolues dépendent des tensions de charge.

Ces mesures indiquent un temps de montée initial de la tension de 5 à 10 ns et la durée de l'impulsion proche de 50 ns (largeur à mi-hauteur du signal triangulaire).

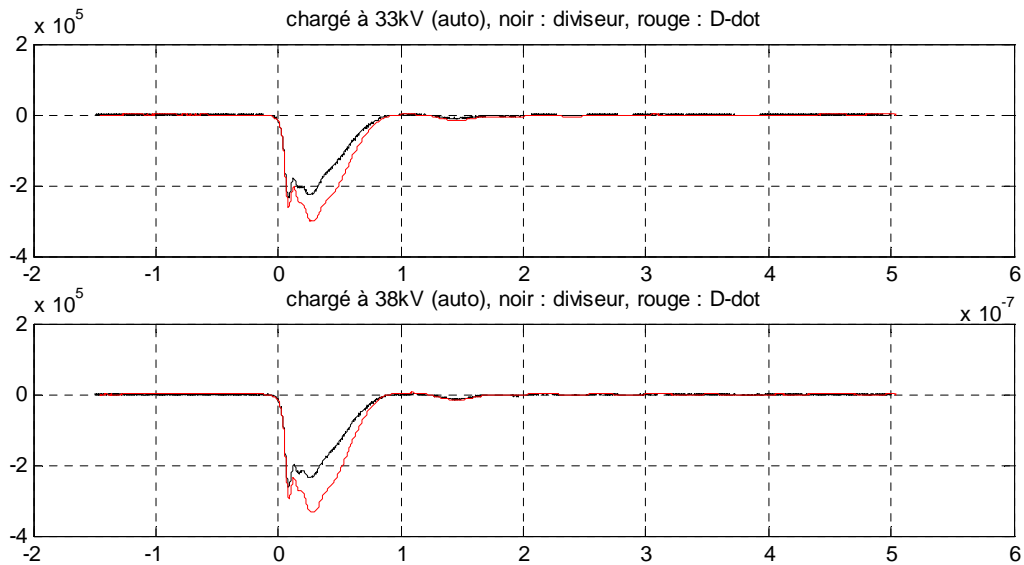


Figure V-11a : Exemples de mesures de tension en sortie du Marx pour plusieurs tensions de charge en autodéclenchement sur ligne adaptée 50Ω terminée par une résistance HT haute fréquence $50,2 \Omega$ avec diviseur résistif $39,2\text{dB}$ (mesure courbe noire). On représente également sur la figure une mesure effectuée par sonde capacitive D-dot (courbe rouge). Tests J. Wey (ISL).

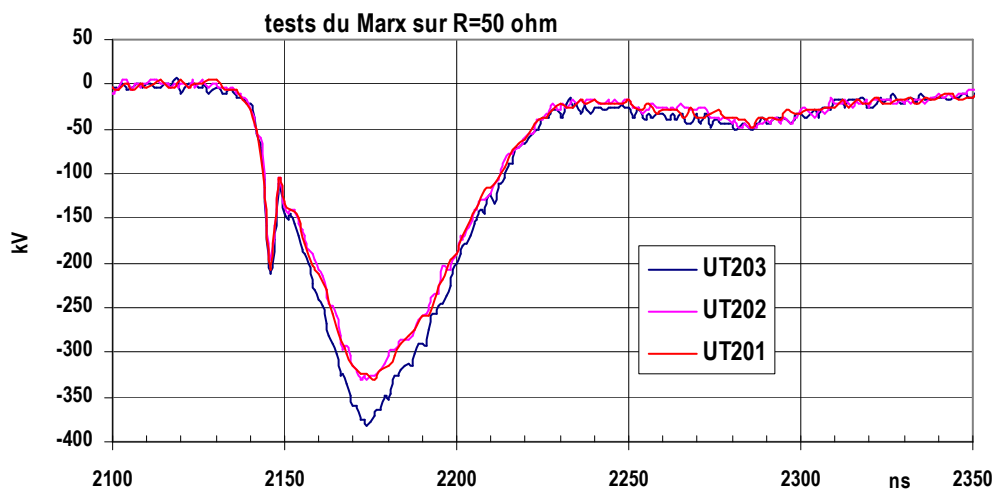


Figure V-11b : Mesures de tension en sortie du Marx pour plusieurs tensions de charge (UT201 et UT202 : 35 kV , UT203 : 40 kV), déclenché sur résistance liquide de thiosulfate de cuivre adaptée sur 50Ω avec diviseur résistif $23,8\text{kV/V}$. Tests R. Cousin, J. Larour (LPTP) & R. Charon (ISL).

Le générateur de Marx ISL a une impédance élevée, ce qui va nous limiter en courant débité dans le dispositif MILO dont l'impédance est plus faible ($Z \leq 24 \Omega$). On s'attend donc à pouvoir tester l'émission électronique mais il est exclu d'atteindre l'auto – isolement magnétique. En outre la tension est triangulaire, ce qui nécessitera de survolter le système pour tenir plus de 40 ns aux environs de 500 kV .

III- Ensemble compact Marx-MILO

Le raccordement du Marx au tube MILO se fait simplement au niveau de la tête du Marx par une fiche banane spéciale pour haute fréquence et fort courant placée en bout de la canne cathodique. Pratiquement, le Marx est érigé en position verticale sur un banc rigide en profilés Micro-Contrôle (Figure V-12). Cette position évite le porte-à-faux de la cathode et facilite la maintenance : le tube MILO, suspendu à un palan manuel, peut être descendu lentement, un guidage assez précis étant assuré par la tête de polyéthylène du Marx. Le raccordement électrique se fait alors aisément. L'ensemble est présenté Figure V-12. La hauteur des deux pièces assemblées est de 2,8 m, une garde au sol de 30 cm permettant le passage du câble d'alimentation continue 50 kV, du tuyau de pressurisation d'air sec et du câble coaxial amenant l'impulsion HT de déclenchement.

La tenue en tension de la première section est assurée par une huile synthétique fluorée (galden®) qui est aspirée puis dégazée par pompage primaire. Toute la partie haute du tube est pompée sous vide secondaire par une pompe turbomoléculaire, des tubulures en PVC assurant un découplage galvanique de la pompe et de la jauge.

Un poste de tir avec l'alimentation HT SDS HLA 50kV et la commande optique du déclenchement sont situés en retrait derrière un mur de parpaings. Une cage de Faraday permet d'enregistrer les signaux électriques sur des oscilloscopes numériques (bande passante : 500 MHz et 1 GHz).

III-1 Dispositif de pompage

Le fonctionnement d'un système à très haute tension pulsée et de faible encombrement nécessite des précautions particulières d'isolement pour éviter des claquages électriques intempestifs. Ces précautions sont complémentaires de l'isolement magnétique, dont la théorie a été décrite plus haut, car on a vu qu'il n'était réalisé que sous une condition d'amplitude minimale de courant, condition qui n'est pas toujours réalisée au long du tir.

Le principe même du tube MILO, par l'existence d'un faisceau d'électrons accéléré sous une très haute tension, impose une pression de travail très basse. Sur le MILO US-AF, la pression usuelle est de $5 \cdot 10^{-5}$ mbar [LEMKE, 97] et il est noté qu'une baisse de la pression à $6 \cdot 10^{-6}$ [HAWORTH, 00] améliore les performances de façon significative : courant, puissance micro-onde, durée d'impulsion. Notre groupe de pompage est constitué d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe turbo-moléculaire Leybold 450 l/s. Le pompage se fait par une vanne et des canalisations courtes de diamètre ISO 100 mm puis ISO 63 mm présentant une conductance d'environ 200 l/s. La liaison avec le tube doit être soignée car elle fait face au connecteur central amenant la

haute tension du Marx et il y a risque d'arc avec l'entrée du pompage où la pression est plus haute.



Figure V-12. Vue d'ensemble du tube MILO, dressé sur le Marx compact ISL (cylindre gris). La hauteur au sol est de 2,8m. A gauche on voit le circuit de pompage et le volume d'expansion pour le dégazage du galden ® contenu dans la virole de laiton au centre. Un jerrican blanc contient la réserve de galden. La pompe turbomoléculaire est cachée derrière la transition conique en inox ainsi que le groupe de pompage primaire derrière le Marx. Les câbles coaxiaux mènent à la cage de Faraday située à 4m. Cliché LPTP 2004.



Figure V-13 : Vue de dessus du MILO monté avec son système de pompage et de mesure de vide. Cliché LPTP 2004

Pour pallier le risque de claquage, le piquage sur l'enceinte (Figure V-1) se fait à travers des perforations de \varnothing 5 mm dans la paroi dont la surface totale des trous est identique à celle de la section de pompage.

Nous pensions que les nombreux joints toriques et le velours sur la cathode (aire 300 cm^2) seraient responsables du vide limite. Ces causes de dégradation du vide se sont révélées peu contraignantes, mais nous avons été confrontés à une difficulté majeure provenant de certaines des 36 prises coaxiales de mesure de courant (Figure V-14). Il a fallu de nombreux tests et un recollage systématique de ces prises pour identifier et résoudre ces fuites qui, accumulées, obéraient la suite du travail. En outre chaque émission du velours relâche des particules lourdes en proportion de 1 atome par électron [SHIFFLER, 98]. Pour une impulsion de 30 kA pendant 50 ns, cela correspond à $9 \cdot 10^{15}$ particules, soit une remontée de pression de $3 \cdot 10^{-3}$ Pa dans un volume de 10 litres.

Pratiquement, nous atteignons un vide limite de 4 à $6 \cdot 10^{-6}$ mbar en 24 heures après ouverture et maintenance légère. A cause de ces délais, un rythme moyen de 1 tir / jour est envisageable.



Figure V-14 : Vue de détail de l'empilement de la structure à ondes lentes. On distingue une série de prises coaxiales SMA pour les capteurs de dérivée du courant. Cliché LPTP 2004

III-2 Dispositif de radioprotection

Comme toute machine à haute tension (plus de 5 kV) le système MILO doit être conforme à la réglementation sur les générateurs de rayonnement ionisant. L'installation est déclarée, contrôlée par un organisme indépendant (SPRA, APAVE) et manipulée par des personnels titulaires d'un certificat d'aptitude (CAMARI). Pour l'évaluation des risques on doit prendre en compte le fonctionnement normal et le mode fautif. Nous allons décrire ces modes et les conséquences, puis les protections mises en œuvre.

L'origine du rayonnement X tient dans le bombardement des parois métalliques du tube par les électrons accélérés par la haute-tension sous vide. Dans un fonctionnement normal, on doit distinguer la zone de cathode qui fait face aux cavités et la zone qui est à l'intérieur du collecteur ; leurs aires sont équivalentes. Dans la première zone, la majorité des électrons circulent en faisceau annulaire le long de la cathode et frappent les vannes (ils sont dans les « spokes »). Dans la seconde, les électrons d'isolement bombardent l'intérieur du collecteur, en fait le chemisage de carbone de 5 mm serti à l'intérieur du tube d'inox. Dans le cas fautif, le courant de cathode est insuffisant pour courber les trajectoires et tous les électrons bombardent les iris et les fonds des cavités ou bien le collecteur, au prorata des surfaces de velours concernées. On prendra comme hypothèse la réalisation simultanée de toutes les conditions les plus défavorables, c'est à dire un bombardement des parois sous une tension maximale de travail de 500 kV et un courant crête $I=50$ kA pendant une durée d'impulsion $dt=50$ ns à un rythme de $N=10$ tirs par jour. Dans ces conditions la charge par tir est $\int I.dt = 0,0025$ C, soit 0,042 mA.min. Or les tables de la CIPR indiquent une dose émise de 6R par mA.min à 1 m pour un bombardement de métal lourd par

des électrons à 0,5 MeV, ce qui donne dans notre cas, 0,25R par tir à 1m, soit pour 10 tirs par jour 0,1R/h à 1m. Le rayonnement est émis à l'intérieur de l'enceinte et subit une filtration inhérente par 12 mm de laiton ou 6mm d'acier au moins mais qu'on supposera faible par précaution, équivalente à moins de 1 mm de plomb. Nous garderons donc la valeur de 0,1R/h à 1m. Nous appliquerons une réduction par un facteur 10, soit 10,2mm de plomb puisque sa couche de demi atténuation est de 3,1 mm pour des rayons X de 500 keV. Pratiquement nous enrulerons deux couches de feuille de Pb de 5 mm sur un mandrin d'aluminium qui sera descendu autour de la section centrale. Des contrôles dosimétriques d'ambiance et des opérateurs sont réalisés.

IV- Environnement expérimental du MILO

Si la modélisation et la simulation numérique décrivent une situation idéale, la réalité de l'expérience impose de vérifier les hypothèses (émission électronique, mise en faisceau annulaire, isolement magnétique, interaction faisceau – structure hyperfréquence). La première approche est celle des courants et celle des tensions.

IV-1 Mesure des courants

La compréhension des mécanismes de fonctionnement du MILO est liée à la meilleure connaissance possible de la distribution du courant le long de la structure. Aussi mettre en place les moyens de cette mesure a fait l'objet d'un soin particulier.

On peut distinguer trois zones dans le tube : la zone amont près de la tête du Marx, la zone des cavités et la zone de sortie. Chacune est dotée de capteurs de courant dont le but est de connaître le courant en fonction de l'abscisse $I(z)$ et d'établir le bilan des pertes radiales du faisceau. Compte tenu de l'environnement radiofréquence et des gerbes d'électrons susceptibles d'impacter en tout endroit à l'intérieur de la structure, on a implanté des capteurs inductifs qui sont bien connus des physiciens travaillant sur les lignes à isolement dans les expériences de création de plasma chaud par Z-pinch [EKDAHL, 80]. Les capteurs sont très simples dans leur principe : ils utilisent le fait que tout courant dans un guide circule sur l'axe, à haute tension, et en retour sur la carcasse extérieure. On voit qu'il sera plus confortable de se placer à ce dernier niveau, donc à la terre, plutôt que d'installer par exemple une boucle inductive près de l'axe, en ramenant la masse près du conducteur chargé. En suivant C. Ekdahl [EKDAHL, 84] nous usinons une gorge dans la paroi intérieure de la partie extérieure du guide, ici l'anode. Les hautes fréquences imposant au courant de circuler sur les surfaces en regard (extérieur de la cathode et intérieur de l'anode), nous forçons ainsi le courant de retour à effectuer un détour géométrique. Ce détour correspond à une

inductance qui induira aux bornes de la gorge une tension directement proportionnelle à la dérivée du courant $e = -L \cdot dI/dt$ qu'il suffira d'intégrer numériquement pour remonter au courant $I(z,t)$ au niveau z de la gorge. La dénomination de ces capteurs sera donc *I-dot* pour dérivateur du courant. A l'occasion de ce travail, les propriétés de ces sondes ont été revisitées sur le banc décrit plus haut (Figure V-9) et font apparaître un effet d'insertion négligeable, un gain remarquablement constant jusqu'à 2 GHz et une excellente concordance avec l'inductance calculée géométriquement [LAROUR, 03].

Leur mise en œuvre est évidente sur les deux clichés de la Figure V-15 qui présente une vue d'un anneau à 4 prises SMA et le détail d'une prise. Sur le tube MILO, 4 capteurs ont été placés à 9 niveaux : à la sortie du Marx près d'un capteur de tension, près des 7 iris de la structure et dans le guide d'extraction. Des résultats seront présentés plus loin.



Figure V-15 : Photographies d'une bride de laiton équipée d'une gorge inductive $\varnothing 139 \times 145$ mm à 4 prises SMA [LAROUR, 03]. L'inductance rajoutée est de 17pH, générant un signal typique de 17V pour un courant croissant à 1kA/ns. © Clichés ISL 2003

IV-2 Mesure des tensions

La mesure de tension se fait par une sonde capacitive. Celle-ci est fournie par Voss Scientific Instruments® et se présente comme une pastille de diamètre 1" affleurant la surface intérieure de l'anode (r_{ext}). Une sonde est placée dans le galden près de la sortie du Marx et l'emplacement d'une seconde est prévu dans le guide d'extraction. La sortie se fait par prise coaxiale SMA 50 Ω munie d'une résistance série optionnelle pour le réglage de la sensibilité de la mesure. Cette sonde est sensible à la variation des charges développées transitoirement à sa surface par le passage de l'onde de tension. De ce point de vue elle est proportionnelle au vecteur déplacement électrique D sur la plage 3 MHz – 5 GHz pour des temps courts, inférieurs à 10 ns. Pour des temps plus longs, la tension dans la ligne est une combinaison linéaire du signal de tension mesuré par la sonde et d'une fraction du signal mesuré intégré. La notice du constructeur

propose un coefficient de calibration (produit de l'aire du capteur par la permittivité du milieu) et un coefficient de correction (constante de temps). On remonte au potentiel par un facteur géométrique tel que $V = E r_{ext} \ln(r_{ext} / r_{int})$ où E est le champ électrique radial dans l'espace inter électrode.

V- Résultats des mesures électriques

On a utilisé l'ensemble Marx-MILO sous vide, la cathode ayant été remplacée par le dispositif de court-circuit décrit Figure V-16. Les points de mesure apparaissent Figure V-17.

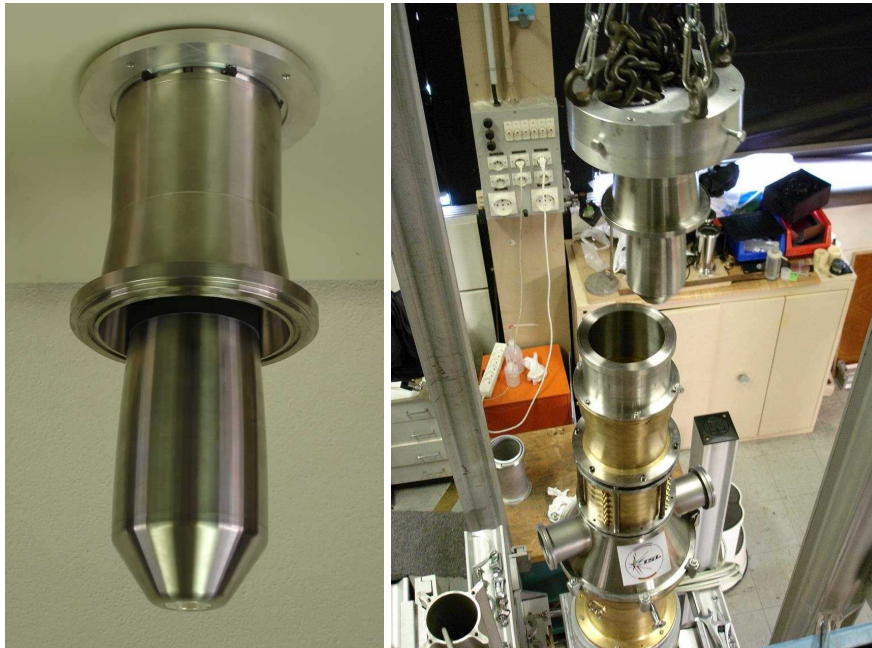


Figure V-16 : Vues de la résistance terminale munie d'une partie du dispositif de court-circuit pour les tests à haute tension. Cette tête remplace le collecteur (Figure V-7). Le bulbe terminal en inox vient s'engager, sur une canne venant du Marx, un bon contact HF étant assuré par un anneau à doigts de bronze. La photographie de droite montre la tête prête à être descendue dans le tube. Clichés LPTP 2004



Figure V-17 : Vue des sorties de mesure de courant au niveau de la structure à ondes lentes B, C, D, E, F, G, H de haut en bas. Cliché LPTP 2004

Les signaux des capteurs de courant et de tension ont été enregistrés sur un oscilloscope Hewlett-Packard TLS 216, 16 voies, 500MHz de bande passante, 1 Géch/s. On a exploré plusieurs configurations : la tension Marx et une série de capteurs de courant progressant en z le long d'une génératrice ; la tension Marx et les quatre capteurs de courant à la même position z (chaque bride de laiton équipée d'une gorge inductive possède 4 prises SMA, d'après la figure V-15).

Le court-circuit du tube, terminé par la résistance de 24Ω , doit nous donner le même courant circulant au niveau de tous les capteurs, ce que nous avons constaté pour les sondes I-dots. Les signaux, après produit par L (paramètre définissant l'inductance des gorges), puis intégration numérique, sont proportionnels entre eux à tout instant et exempts de bruit (Figure V-18). L'écart systématique de quelques uns, de l'ordre de 10%, est mis sur le compte de différences de réalisation, c'est à dire de taille de la boucle formée par la gorge et le conducteur axial de la prise SMA.

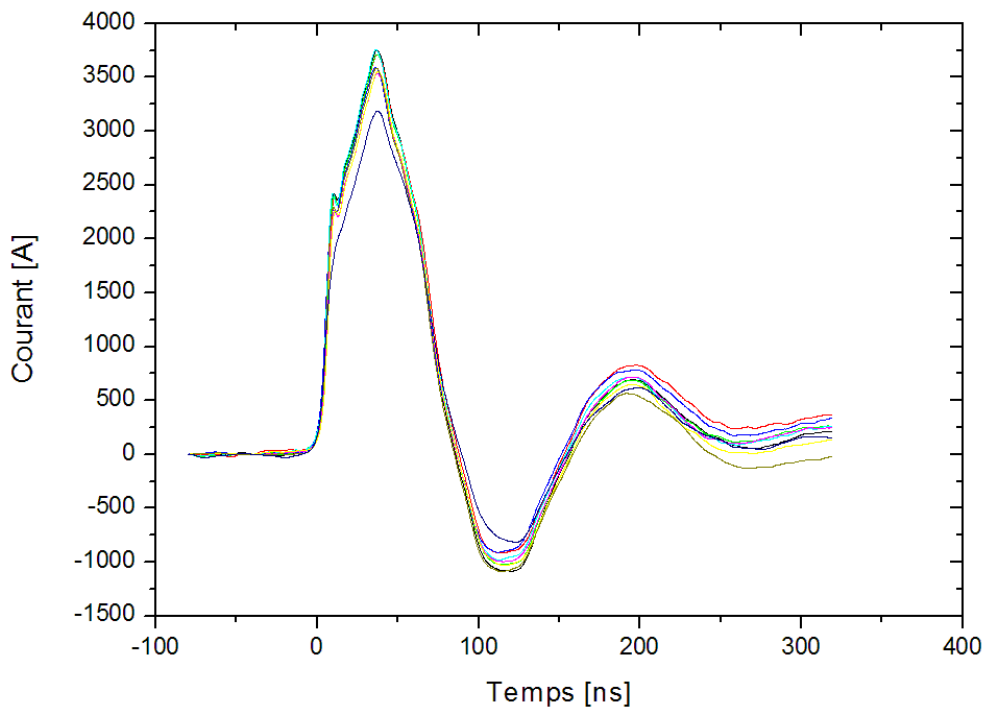


Figure V-18: Mesure du courant après intégration des signaux sur les différents capteurs de courant numérotés de A à I. La géométrie des gorges inductives conduit à 16,9pH pour les viroles A et I et 33,8pH pour les viroles B, C, D, E, F, G, H. Tension de charge de 14,1 kV.

Le signal donné par la sonde de Voss de référence SIE-100 S/N 124 doit donner un résultat proportionnel au courant ($V = 24 \times I$). Comme on l'attend, le résultat brut des mesures de courant et de tension indiquées sur la figure V-19 montre que le signal donné par la sonde de Voss ne redescend pas à 0 et stagne au-delà de 10 ns, contrairement aux signaux donnant dI/dt .

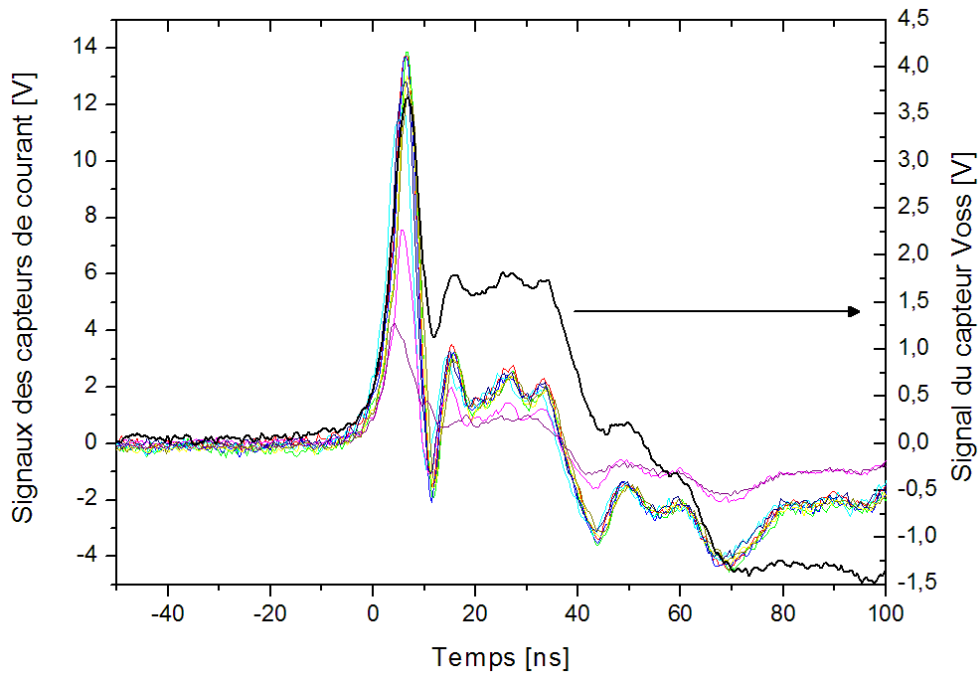


Figure V-19: Comparaison des signaux bruts sur tous les capteurs d'une même rangée le long du tube. Les courbes de couleurs correspondent aux capteurs de courant (dI/dt) et la courbe noire à la sonde de Voss (v). De 0 à 10 ns, dI/dt est grand et v suit dI/dt , entre 10 et 35 ns, v ne redescend pas à 0 et stagne alors que dI/dt est proche de 0.

On peut trouver les causes de cet écart en revenant à un modèle simplifié de diviseur capacitif. Le signal de tension peut être reconstitué et proportionnel au courant [EDSON, 81]. On présente sur la figure V-20 le schéma équivalent de la sonde permettant de remonter du signal v mesuré à la tension V .

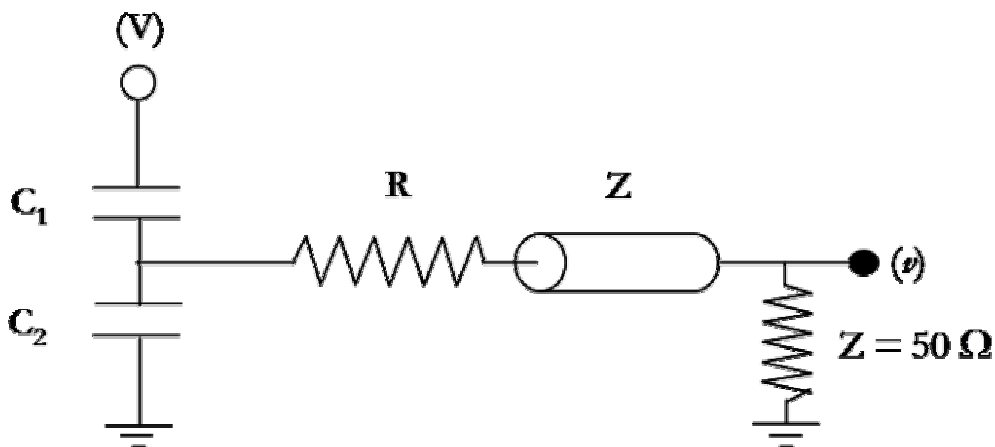


Figure V-20: Schéma équivalent du diviseur capacitif ; C_1 est la capacité de la sonde avec la haute tension, C_2 celle du diviseur telle que $C_2 \gg C_1$. Le signal traverse une résistance $R = 510 \Omega$ avant de passer dans la terminaison 50Ω .

En résolvant le circuit de la figure V-20, il existe une relation entre la tension V et le signal mesuré par la sonde de Voss v que l'on écrit comme suit :

$$V = \alpha v + \beta \int_{-\infty}^t v(t) dt \quad (V-1)$$

avec α et β des coefficients qui dépendent des paramètres du circuit, tels que

$$\alpha = \frac{C_1 + C_2}{C_1} \left(\frac{R + Z}{Z} \right) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{ZC_1} \quad (V-2)$$

Suivant le temps caractéristique τ introduit dans (V-2), la contribution du signal de tension intégré n'est pas négligeable. Ainsi, on recherche les paramètres α et β de (V-1) permettant de remonter à la tension $U = 24 \times I$, en prenant un signal de courant comme référence. La tension mesurée après correction, en accord avec $U = 24 \times I$, est portée sur la figure V-21 où les coefficients α et β de (V-1) et (V-2) valent respectivement 22250 et 830 ns⁻¹. Nos tests ont été faits sans galden au niveau de la tête du générateur de Marx (vide + polyéthylène). Au contraire, les coefficients de calibration et de correction de la notice du constructeur écrite sous la forme de (V-1) sont donnés sous galden et conduisent à $\alpha = 162143$ et $\beta = 345$ ns⁻¹. Ces valeurs sont loin de permettre d'obtenir $U = 24 \times I$ et la différence se justifie par le milieu diélectrique.

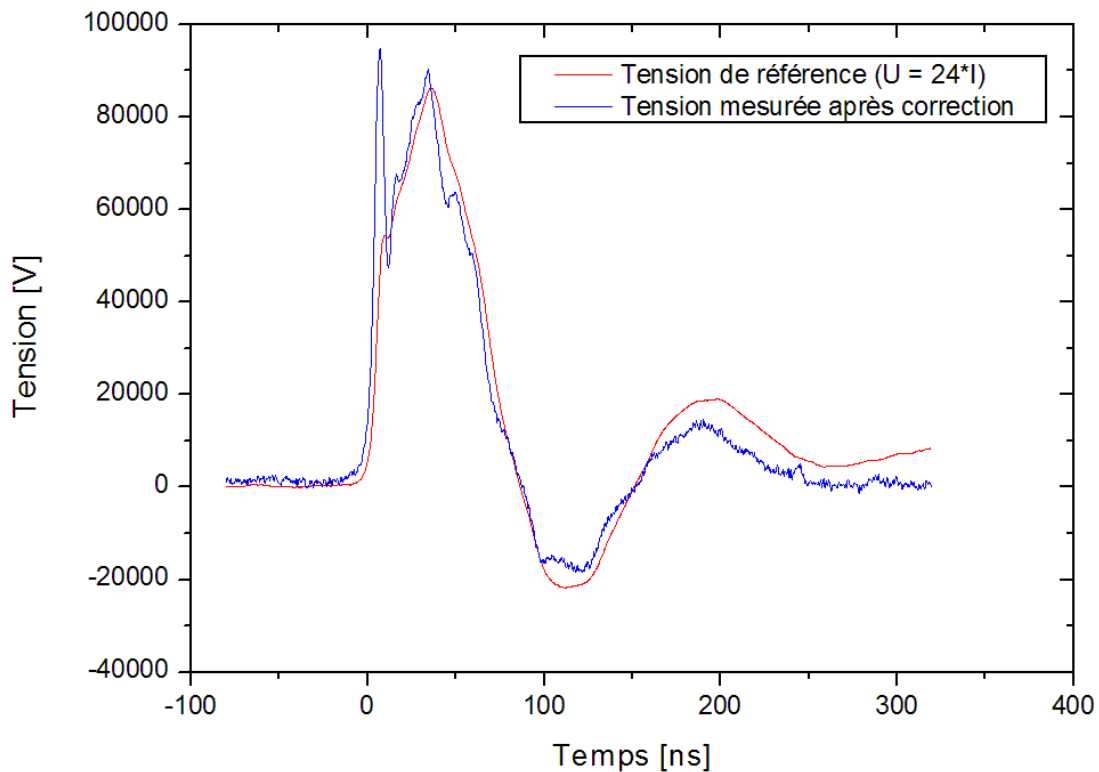


Figure V-21: Décharge du générateur de Marx dans la ligne MILO et mesure corrigée donnée par le signal de la sonde de Voss de la figure V-19, placée au niveau de la tête en polyéthylène du générateur de Marx. La courbe rouge représente la tension de référence calculée à partir d'une mesure du courant effectuée sur l'un des capteurs I-dot du résonateur périodique. La courbe bleue est le signal de la sonde de Voss ajustée à la tension de référence à l'aide des paramètres de la relation (V-1). Dans le cas présent, $\alpha = 22250$ et $\beta = 830$ ns⁻¹.

VI- Tests RF à froid

Afin de caractériser d'un point de vue expérimental la structure électromagnétique du MILO, on se propose d'étudier dans ce paragraphe certaines mesures effectuées à l'analyseur de réseau vectoriel HP 8752C, 300 kHz/6 GHz, délivrant typiquement 0dBm (1 mW). Le montage du dispositif que nous avons envisagé est celui de la figure V-22. Le tube est obturé à ses extrémités par deux plaques métalliques dans lesquelles on a usiné une sortie pour prise coaxiale N femelle. Côté port d'entrée, la plaque est bridée à la virole de laiton pour fixer la masse et l'âme de la prise N est connectée à la fiche banane de la canne portant la cathode. Côté port de sortie, la plaque est bridée au tube extérieur du guide et l'âme de la prise N est prolongée par une tige munie à son extrémité d'un ressort assurant un contact sec avec le bout de la cathode. La cathode est couverte de velours mais le collecteur et la résistance terminale qui le supporte ne sont pas installés.

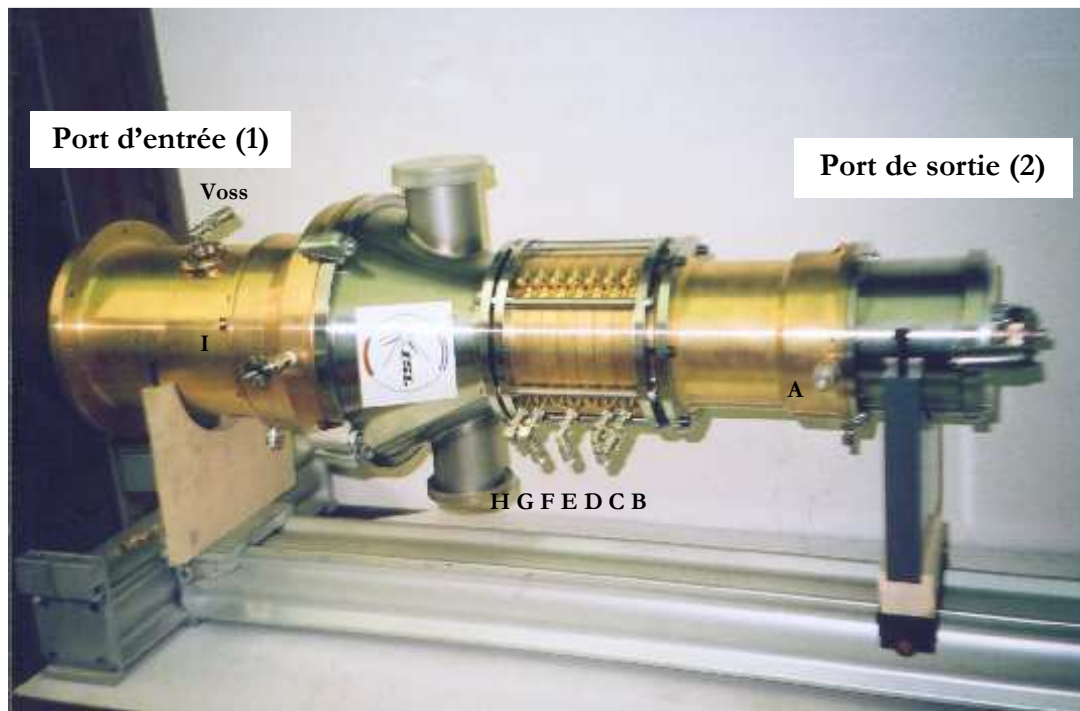


Figure V-22: Photo du dispositif expérimental pour les tests à l'analyseur vectoriel. Les deux extrémités du tube sont obturées par deux plaques métalliques en contact avec les armatures internes et externes du coaxial. La résistance terminale est omise pour permettre une connexion vers l'analyseur vectoriel, côté port de sortie. Cliché LPTP 2004.

Un signal de faible puissance est injecté dans le dispositif. On analyse plusieurs configurations où celui-ci est injecté par l'une ou l'autre extrémité du tube, notée (1) et (2) ou bien par l'un des capteurs de courant disposés le long du tube. La numérotation adoptée pour la campagne de mesure est la suivante ; les lettres A, B, C, D, E, F, G, H, I désignent respectivement une rangée de capteurs de courant le long du tube en commençant par la sortie, côté tête de cathode (A)

jusqu'à la transition vers la connexion au générateur de Marx (I). On récapitule dans le tableau V-1 les mesures effectuées. Les résultats sont portés sur les figures V-23 et V-24.

Noms des courbes de données	Caractéristiques de mesure
Mesure 1 (S_{12})	Injection côté port de sortie et mesure côté port d'entrée pour $0,1 \text{ GHz} < f < 3 \text{ GHz}$
Mesure 2 (S_{12})	Injection côté port de sortie et mesure du coefficient de transmission côté port d'entrée
Mesure 3 (S_{21})	Injection côté port d'entrée et mesure du coefficient de transmission côté port de sortie
Mesure 4 (S_{12})	Injection côté port de sortie et mesure en I (port d'entrée ouvert)
Mesure 5 (S_{12})	Injection côté port de sortie et mesure en I (port d'entrée terminé sur 50Ω)
Mesure 6 (S_{IA})	Injection en A et mesure en I (deux extrémités ouvertes)
Mesure 7 (S_{IA})	Injection en A et mesure en I (deux extrémités terminées sur 50Ω)

Tableau V-1 : Caractéristiques de la campagne de mesure effectuée à l'analyseur de réseau vectoriel.

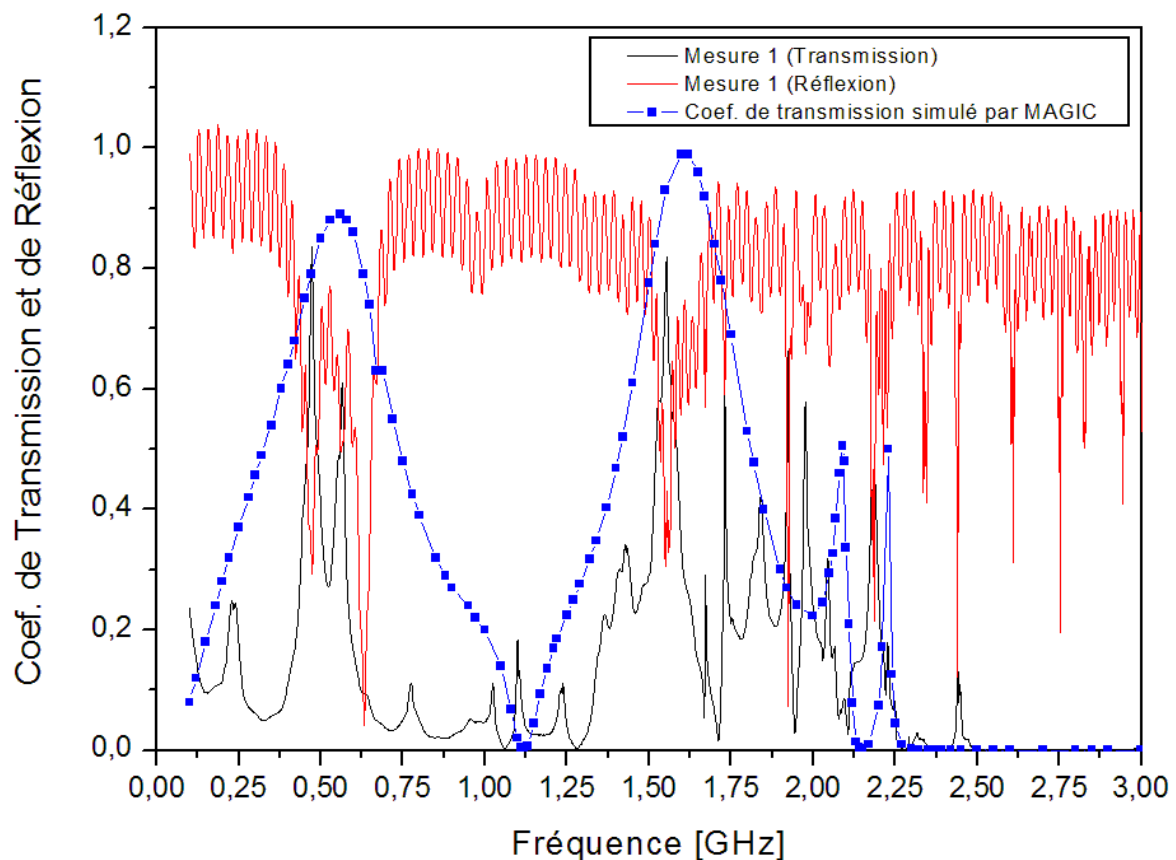


Figure V-23: Comparaison des mesures à l'analyseur de réseau vectoriel avec les simulations effectuées en transmission au § III-III-1-2 du chapitre III. On a porté le coefficient de transmission mesuré par l'analyseur vectoriel au port d'entrée et le coefficient de réflexion mesuré au port de sortie.

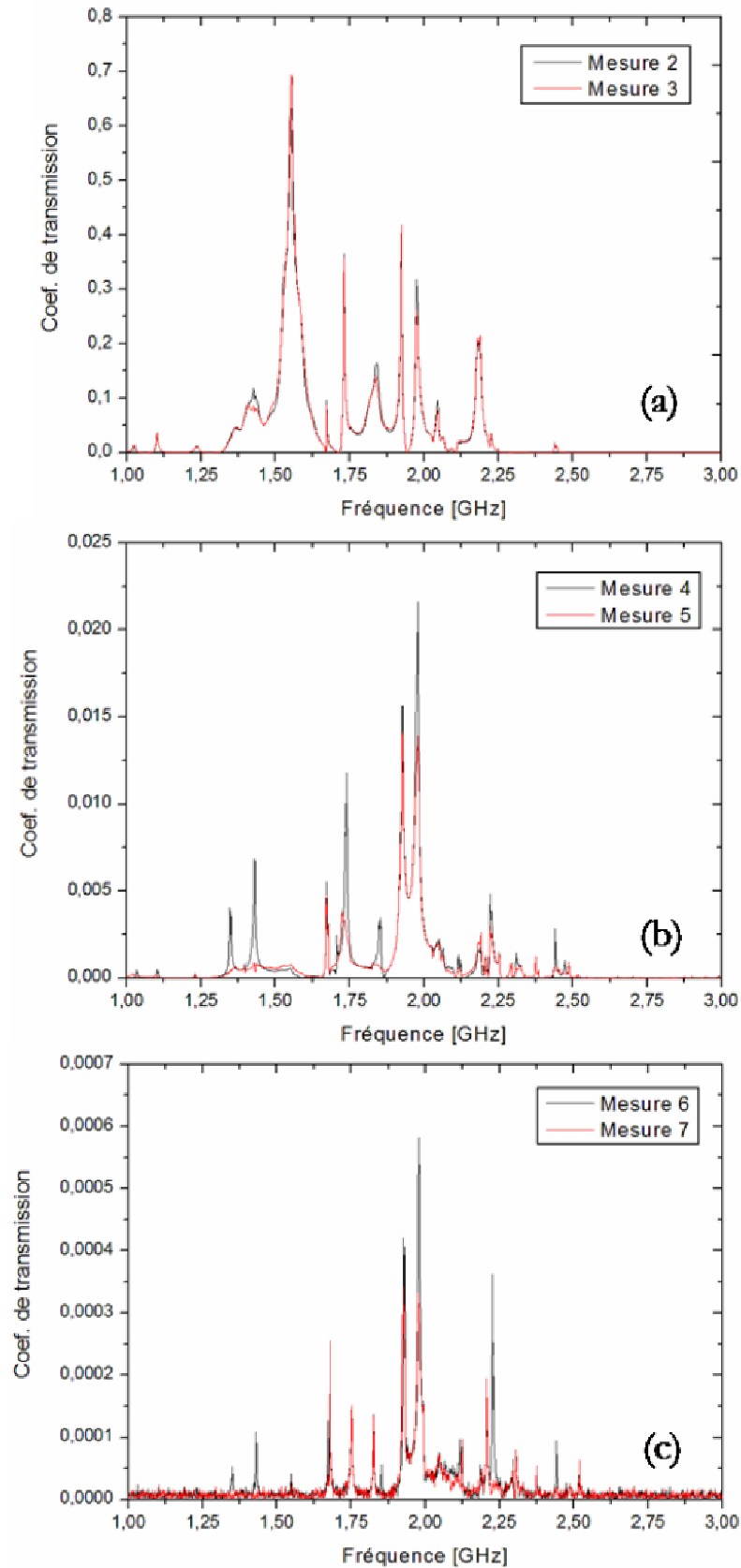


Figure V-24: Résultats des mesures effectuées à l'analyseur vectoriel dans les différentes configurations (a), (b) et (c) indiquées dans le tableau V-1.

Les figures V-23 et V-24 appellent quelques remarques. La superposition des signaux obtenus dans les mesures 2 et 3 montre qu'on obtient globalement le même signal transmis lorsqu'on injecte de la puissance par l'une ou l'autre extrémité du tube. Quelles que soient les configurations testées, il n'y a plus de signal transmis au-delà de 2,5 GHz. Remarquons également que le coefficient de transmission diminue lorsque l'une des extrémité du tube est ouverte ou bien terminée sur 50 Ω . En effet, le signal transmis est atténué car le taux d'ondes stationnaires, générées par les réflexions dans le tube et renforcées par les réflexions sur les parois métalliques aux extrémités, est faible.

Sur la figure V-23, on a tracé le coefficient de transmission mesuré au port d'entrée ainsi que le coefficient de réflexion au port de sortie, comme on l'avait fait dans les simulations à froid au chapitre III. A première vue, il y a un assez bon accord avec les résultats issus de la simulation, malgré le fait que d'une part la simulation a été effectuée en géométrie 2D et que d'autre part le collecteur n'est pas présent dans cette expérience. Tout d'abord, il n'y a plus de signal transmis au-delà de 2,25 GHz (le signal transmis autour de 2,45 GHz restant faible). Ensuite, les transmissions maximales aux fréquences de 500 MHz et 1,6 GHz sont confirmées et restent conformes aux résultats issus de l'analyse en réflexion (figure V-23 et figure III-33 du chapitre III). Cependant les coefficients de transmission sont moins élevés que dans le cas simulé (coefficient de transmission proche de 1 à la fréquence de 1,6 GHz dans le cas simulé), ceci dû en partie au fait que nous avons considéré des conducteurs parfaits dans la simulation. Ainsi, nous pouvons peut-être approcher la quantité d'énergie dissipée dans les parois du tube avec néanmoins une difficulté supplémentaire due aux réflexions parasites aux extrémités du tube qui rendent difficile l'interprétation dans ce sens.

VII- Conclusion

Les quelques mesures décrites dans ce chapitre ne concernent que des expériences à froid, c'est-à-dire sans faisceau. Les essais à chaud n'ont pu être menés pour une question de temps et ne pouvaient pas s'improviser compte tenu de la complexité de l'expérience et de ses dangers. Cependant, les essais de calibration sur les capteurs de courant et de tension ainsi que les études sur la caractérisation de la structure électromagnétique ont un caractère d'originalité certain et leur réussite était la condition d'une poursuite raisonnée du programme expérimental.

Nous avons vu qu'il était possible de caractériser en tout endroit du tube le courant circulant et de prévoir ainsi un bilan soigné des courants issus du faisceau sur la longueur du tube. Nous avons également pu faire un lien expérimental entre l'analyse en transmission simulée sous le code MAGIC et les résultats obtenus à l'analyseur de réseau vectoriel. Afin de compléter cette

analyse, on a refait une étude en considérant toute les sections géométriques du tube (le collecteur et la résistance terminale étant montés). Nous avons effectué des mesures en injectant la puissance RF côté Marx, ou encore à l'entrée de la structure à ondes lentes, en analysant la transmission à travers la sonde de courant A, la résistance de 24Ω étant connectée. Puisqu'il n'y a pas d'électrons pour fermer le circuit, on a imaginé un palpeur à deux cylindres coulissant l'un dans l'autre rappelés par un ressort de manière à forcer un contact électrique lorsque la partie terminale du tube vient s'emboîter sur le reste du dispositif, sans endommager le chemisage en graphite du collecteur. En réflexion, les faibles signaux obtenus rendent difficile l'exploitation des résultats. La résistance en série d'environ 30Ω (graphite + contacts + 24Ω) est responsable de signaux très atténués en transmission.

Cette étude préliminaire sur le plan expérimental laisse encore certains points à éclaircir mais ouvre la voie aux expériences avec faisceau : par exemple, définition de diagnostics pour la mise en évidence de l'extension radiale du faisceau d'électrons, mesure du champ électromagnétique hyperfréquence dans le guide d'onde de sortie et si possible l'installation sur un site pouvant accepter un rayonnement micro-onde de forte puissance en espace ouvert. Nous avons, sur ces points, des idées qui seront mises en œuvre dans un futur proche.

CONCLUSION

Depuis l'invention du RADAR, les ondes électromagnétiques ont investi toutes les activités humaines. La tendance la plus forte a été la montée en fréquence des émetteurs, ce qui a ouvert le champ des applications ; la téléphonie mobile en est l'exemple le plus spectaculaire. La communication, le traitement de l'information et la rapidité de réaction étant devenus des éléments-clés de l'économie et de la défense, la peur est née que cet édifice soit très vulnérable.

Déjà, dans les années 60, on a évalué la fragilité des réseaux électriques à une impulsion électromagnétique géante. Trente ans plus tard, la généralisation de l'informatique a accru cette crainte, motivant un nombre croissant d'études sur les sources impulsionnelles de micro-ondes. Toutes les sources ont été envisagées, des monofréquentielles à celles de très large bande spectrale, et des programmes de développement ont été lancés pour augmenter la puissance des sources et pour protéger les systèmes sensibles. Parallèlement, des études fondamentales ont permis de faire des progrès notables, en particulier en simulation numérique.

C'est dans ce cadre que se situe notre étude sur le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator), une source de la famille des tubes à champs E et B croisés dont la plus connue est le Magnétron. Dans le MILO, l'originalité tient à ce que le champ magnétique est auto-généré. Le travail présenté dans ce mémoire est d'abord fondamental. Il a permis de comprendre les mécanismes régissant le fonctionnement du tube et de définir un prototype compact qui a été effectivement construit. Récapitulons maintenant les apports de notre travail.

Il est vain d'étudier un système sans en saisir la généralité. Aussi avons-nous d'abord porté notre effort sur l'état de l'art des tubes à champs croisés. Nous avons pu reconstituer, à partir d'une invention à la CSF-Thomson [WARNECKE, BI 51], comment ont émergé deux solutions innovantes, le MILO de R. Lemke aux Etats-Unis [LEMKE USP, 98] et le MILO de J. Eastwood en Grande-Bretagne [EASTWO. USP, 00]. La source développée à l'US Air – Force a permis d'obtenir une impulsion micro-onde de 400 ns à 2 GW de puissance crête, un niveau de puissance analogue étant obtenu en Angleterre. Ces dispositifs fonctionnant à la fréquence de 1,2 GHz ont permis de valider la théorie et de montrer la faisabilité d'une telle source. Cependant, pour mettre au point le prototype, l'équipe américaine s'est orientée vers une expérience imposante aux dimensions confortables d'un point de vue technologique. En effet, pour piloter le MILO, leur choix s'est tourné vers un générateur de Marx délivrant 500 kV sur charge adaptée de 7Ω , avec une impulsion triangulaire dont la largeur à mi-hauteur est égale à 500 ns. La source hyperfréquence, quant à elle, est dimensionnée pour éviter les claquages RF ainsi que la formation d'arcs électriques dans l'espace d'interaction tout en possédant l'avantage d'être

accordée sur la fréquence des télécommunications. Grâce au développement des cathodes velours à fibres diélectriques ou conductrices, la durée d'impulsion micro-onde a pu être augmentée sans dégradation avec, entre autre, l'utilisation de générateurs répétitifs dédiés, aux taux de répétition de 5 et 10 Hz, délivrant un maximum de 10 impulsions [CALICO, PPC, 95].

L'idée originale de cette thèse était de reproduire une expérience similaire mais aux dimensions réduites de moitié, tant au niveau de la source électrique, qu'au niveau du tube lui-même. L'objet de la présente étude a donc été de redimensionner un MILO compact sur le modèle du dispositif de l'US Air – Force à la fréquence double de 2,4 GHz. Chaque paramètre physique de fonctionnement a été analysé et le fonctionnement en hyperfréquence démontré à cette échelle. Pour dimensionner précisément la structure électromagnétique dans laquelle s'effectue l'interaction, les paramètres géométriques liés d'une part aux conditions de synchronisme et, d'autre part aux conditions d'extraction du signal hyperfréquence, ont été passés au crible. Ainsi, une étude détaillée des coefficients de surtension a été effectuée et a permis de comprendre et d'envisager les améliorations à apporter au dispositif. Cette analyse nouvelle, confirmée par quelques modèles numériques en géométrie 2D, a permis entre autres de concevoir un MILO théorique à rendement optimisé (2,5 GW de puissance crête en sortie, 10% de rendement global). Par des calculs cohérents en géométrie 2D et 3D, on a pu analyser les facteurs physiques limitant la puissance de sortie du prototype optimisé et atteindre ainsi les performances optimales du MILO tel qu'il a été développé et breveté en 1998 et 2000. Pour augmenter d'un ordre de grandeur la puissance de sortie, une modification géométrique de la structure à champs croisés doit être envisagée. Les simulations en géométrie 3D montrent que l'interaction sur des modes asymétriques dans la structure à ondes lentes est possible et peut être forcée pour, d'une part augmenter le rendement de conversion énergétique sur une fréquence d'interaction stable et, d'autre part favoriser le couplage et le guidage du rayonnement micro-onde vers l'antenne terminant le tube. Les développements en géométrie compacte sont d'ores et déjà à l'étude dans ce sens et une nouvelle génération de tube à champs croisés est en train d'émerger sur le principe de base du Magnétron (faisceau réentrant) et de son « cousin germain », le MILO (faisceau non réentrant ou traversant) [EASTWOOD, 04 ; SCHAMI., 04 ; CHURYUMOV, 04 ; COUSIN, 04]. Bien plus qu'un développement théorique à échelle réduite, les considérations analytiques et numériques ont permis de développer un prototype de Laboratoire compact piloté par un générateur de Marx rapide. Les premiers tests ont été réalisés : décharge du générateur haute tension dans une charge adaptée de thiosulfate de cuivre à 50Ω , calibration des sondes de courant et de tension installées le long du tube, caractérisation de la structure hyperfréquence à l'analyseur vectoriel. Les résultats expérimentaux préliminaires et les éléments de théorie qui ont permis

l'installation expérimentale au LPTP, ont été présentés à la conférence Beams de Saint – Pétersbourg l'été 2004 [COUSIN (2), 04].

Il a donc fallu exactement trois ans pour comprendre, analyser, dimensionner et construire le dispositif installé aujourd'hui au LPTP, dans une démarche où tout restait à faire puisque aucune activité micro-onde de puissance n'était en cours dans le Laboratoire. Le défi a donc été relevé grâce à une collaboration d'experts tant dans le domaine de la recherche scientifique (ISL, Ecole Polytechnique, CNRS, CEA) que dans le domaine industriel (TED). Le chemin est à présent tracé pour développer un système fiable, jamais réalisé à cette échelle pour de telle puissance. Une étude expérimentale doit être à présent menée et approfondie pour caractériser le tube et comparer les premiers résultats à ceux attendus par la modélisation. Un nouvel ajustement des paramètres géométriques sera sans doute nécessaire pour éviter la formation d'arcs électriques au point de lancement des électrons. Un bilan des courants dans la ligne permettra de rendre compte des phases successives de fonctionnement et des efforts à fournir pour atteindre le régime d'oscillation. L'application d'un champ magnétique statique externe, dans les limites de fonctionnement, peut éventuellement forcer le régime d'isolement magnétique dans la ligne, car, outre le fonctionnement de la source en hyperfréquence, un effort doit être fait du côté du générateur haute tension. Actuellement, la source électrique montée sur le tube est insuffisante en terme d'énergie stockée et de courant débité pour atteindre dans un premier temps les conditions d'isolement magnétique et dans un deuxième temps le régime d'oscillation. L'ISL, dans sa vocation à concevoir des générateurs impulsionsnels, prévoit un générateur compact, dédié au fonctionnement du MILO LPTP, dans le même encombrement, dont la tension maximale sur charge adaptée pourrait atteindre 1 MV et 1 kJ d'énergie stockée à pleine charge.

Enfin, au-delà du rapport académique, cette thèse a pour ambition de préciser les ordres de grandeurs et les points délicats qui permettent de dimensionner un tube hyperfréquence. Dans cet esprit, nous avons l'ambition que ce texte puisse être utilisé assez largement pour démarrer une étude sur les tubes à champs croisés ou bien encore servir de référence pour comparer une étude expérimentale sur le MILO avec des résultats théoriques aussi bien analytiques que numériques.

ANNEXES

ANNEXE A

Le courant limite de parapotential

Lorsque le courant d'émission électronique de la cathode vers l'anode devient supérieur au courant critique d'isolement magnétique, le champ magnétique propre au faisceau ainsi créé tend à pincer le flot d'électrons qui se propage alors le long de la cathode. Les électrons dérivent sur les surfaces équipotentielles et se déplacent perpendiculairement aux champs croisés \vec{E} et \vec{B} de la ligne. Pour un flot de Brillouin relativiste en équilibre laminaire, le mouvement électronique de dérive satisfait à la relation (cf. (I-13)) :

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{A-1})$$

Le courant de faisceau ainsi généré définit le **courant de parapotential**. Le calcul explicite dans plusieurs géométries de diode a été effectué par J. M. Creedon [CREEDON, 75]. On se propose de donner ici une expression analytique de ce courant dans la géométrie coaxiale de la figure I-11. Prenant la divergence de (A-1), on obtient successivement :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \vec{\nabla} \cdot (-\vec{v} \times \vec{B}) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= -\vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) + \vec{v} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= -\vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) + \mu_0 \rho \cdot \vec{v}^2 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= -\vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\rho}{\epsilon_0} \vec{v}^2 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= -\vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v}) + (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \beta^2 \\ \boxed{\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{\vec{B} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{v})}{1 - \beta^2}} & \quad (\text{A-2}) \end{aligned}$$

où l'on a utilisé à la deuxième ligne la propriété $\vec{\nabla} \cdot (\vec{a} \times \vec{b}) = \vec{b} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{a}) - \vec{a} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{b})$, l'équation de Maxwell – Ampère à la troisième ligne avec ρ la densité électronique du faisceau et $\beta^2 = v^2 / c^2$ où v est la vitesse de dérive électronique. En introduisant le potentiel V par l'équation de Poisson, on peut expliciter le premier membre de (A-2) en coordonnées cylindriques :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\vec{\nabla}^2 V \Rightarrow \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) \quad (\text{A-3})$$

De même les composantes ne dépendant pas de la coordonnée azimutale φ (invariance par rotation autour de l'axe (Oz)), on a :

$$\vec{\nabla} \times \vec{v} = -\frac{\partial v_z}{\partial r} \vec{u}_\varphi \quad (\text{A-4})$$

En substituant (A-3) et (A-4) dans (A-2), on obtient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = -\frac{1}{(1-\beta^2)} \frac{\partial v_z}{\partial r} B_\varphi \quad (\text{A-5})$$

En utilisant le facteur relativiste $\gamma(r) = 1/\sqrt{1-\beta(r)^2}$ et l'équation (A-1), (A-5) peut s'exprimer en fonction du potentiel V comme suit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = -\gamma^2 \frac{E_r}{v_z} \frac{\partial v_z}{\partial r} = \gamma^2 \frac{\partial V}{\partial r} \frac{1}{v_z} \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (\text{A-6})$$

Or,

$$\frac{\partial \beta_z}{\partial r} = \frac{\partial \beta_z}{\partial \gamma} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial r} = \frac{1}{\beta_z \gamma^3} \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial r} \quad (\text{A-7})$$

En exprimant (A-6) en fonction des paramètres de (A-7), il vient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = \frac{\gamma^2}{\beta_z} \frac{\partial \beta_z}{\partial r} \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{1}{\beta_z \gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial r} \frac{\partial V}{\partial r} \quad (\text{A-8})$$

La conservation de l'énergie dans une couche de fluide impose :

$$[\gamma(r)-1]m_0c^2 - eV(r) = cste \Rightarrow \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{m_0c^2}{e} \frac{\partial \gamma}{\partial r} \quad (\text{A-9})$$

En introduisant (A-9) dans (A-8), on obtient l'équation différentielle suivante, fonction uniquement du facteur relativiste $\gamma(r)$:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right) = \frac{\gamma}{(\gamma^2-1)} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial r} \right)^2 \quad (\text{A-10})$$

En explicitant (A-10), on peut encore écrire :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \gamma}{\partial r} + \frac{\partial^2 \gamma}{\partial r^2} = \frac{\gamma}{(\gamma^2-1)} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial r} \right)^2 \Rightarrow \frac{1}{r} + \frac{\frac{\partial^2 \gamma}{\partial r^2}}{\frac{\partial \gamma}{\partial r}} = \frac{\gamma}{(\gamma^2-1)} \frac{\partial \gamma}{\partial r} \quad (\text{A-11})$$

La dernière expression (A-11) peut alors s'intégrer facilement pour obtenir :

$$\ln \left(r \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right) = \ln \left(\sqrt{\gamma^2-1} \right) + C \text{ avec } C \text{ constante d'intégration} \quad (\text{A-12})$$

$$r \frac{\partial \gamma}{\partial r} = A \sqrt{\gamma^2-1} \text{ avec } A = \exp(C)$$

$$\frac{\partial \gamma}{(\gamma^2-1)^{1/2}} = A \frac{\partial r}{r} \quad (\text{A-13})$$

L'intégration de (A-13) donne :

$$\ln(r) = \frac{1}{A} \ln\left(\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}\right) + A_0 \quad (\text{A-14})$$

Pour déterminer les nouvelles constantes d'intégration A et A₀, on sait que :

- En $r = r_c$; $\gamma(r_c) = 1$, d'où $\ln(r_c) = A_0$

- En $r = r_a$; $\gamma(r_a) = \gamma_0$, d'où $\ln(r_a) = \frac{1}{A} \ln\left(\gamma_0 + (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}\right) + \ln(r_c) \Rightarrow \frac{1}{A} = \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)}{\ln\left(\gamma_0 + (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}\right)}$

Le courant limite de parapotential I_p, lorsque le faisceau remplit l'espace anode – cathode en condition d'isolement magnétique, s'exprime à partir du théorème d'Ampère pour tout $r_a < r < r_c$ et des relations précédentes :

$$\begin{aligned} \oint \vec{B} \cdot 2\pi r &= \mu_0 I_p \\ \Rightarrow I_p &= \frac{B_\phi 2\pi r}{\mu_0} = B_\phi 2\pi r c^2 \epsilon_0 \\ \Rightarrow I_p &= -\frac{E_r}{v_z} 2\pi r c^2 \epsilon_0 \\ \Rightarrow I_p &= \frac{\partial V}{\partial r} \frac{1}{\beta_z c} 2\pi r c^2 \epsilon_0 \\ \Rightarrow I_p &= \frac{m_0 c^2}{e} \frac{\partial \gamma}{\partial r} \frac{1}{\beta_z c} 2\pi r c^2 \epsilon_0 \\ \Rightarrow I_p &= \frac{2\pi m_0 c^3 \epsilon_0}{e} \frac{\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/2}} r \frac{\partial \gamma}{\partial r} \\ \Rightarrow I_p &= \frac{2\pi \epsilon_0 m_0 c^3}{e} \gamma A \end{aligned}$$

On obtient ainsi le courant limite de parapotential :

$$I_p = \frac{I_0}{2} \gamma_0 \frac{1}{\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)} \ln\left(\gamma_0 + (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}\right) \quad (\text{A-15})$$

L'expression (A-15) est fonction d'un courant de normalisation $I_0 = 4\pi\epsilon_0 m_0 c^3 / e \approx 17kA$ et d'un facteur $G = 1/\ln(r_a/r_c) \sim 1$, caractérisant la géométrie coaxiale.

ANNEXE B

La loi de Child – Langmuir classique en géométrie cylindrique

Lorsque la haute tension est appliquée dans la ligne coaxiale et que le seuil de champ électrique est atteint, les électrons sont émis sans vitesse initiale à la surface de la cathode et sont accélérés par la différence de potentiel appliquée à la ligne. Pour un potentiel V , une densité de charge $\rho(r)$ et une densité de courant $j(r)$ telle que $\vec{j}(r) = -\rho(r)v(r)\vec{u}_r$, l'équation de Poisson en coordonnées cylindriques permet d'écrire :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{j(r)}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_0}{2e}} V^{-1/2} \quad (\text{B-1})$$

On suppose dans ce qui suit que la densité de courant $j(r)$ est constante, ce qui revient à considérer une approximation en électrodes planes. En d'autres termes, les électrodes sont suffisamment proches pour ignorer l'effet de leur courbure sur la densité de courant. Ainsi, la densité de courant j_0 à la surface cathodique s'exprime en fonction de la longueur de la surface émissive L_{SE} :

$$j_0 = \frac{I_{CL}}{2\pi r_c L_{SE}} \quad (\text{B-2})$$

où I_{CL} est le courant classique de Child – Langmuir que l'on cherche à évaluer en géométrie cylindrique dans l'approximation considérée. En faisant le changement de variable $y = \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) \rightarrow \frac{dy}{dr} = \frac{1}{r}$, on exprime le premier membre de (B-1) dans la nouvelle

variable en $r = r_c$ et on remplace (B-2) dans (B-1) pour former l'équation différentielle :

$$\left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) \right]_{r=r_c} = \frac{1}{r_c} \frac{d}{dy} \frac{dy}{dr} \left(r_c \frac{dV}{dy} \frac{dy}{dr} \right) = \frac{1}{r_c^2} \frac{d^2V}{dy^2} \Rightarrow \frac{d^2V}{dy^2} = \kappa r_c V^{-1/2} \quad (\text{B-3})$$

avec $\kappa = \frac{I_{CL}}{2\pi\epsilon_0 L_{SE}} \sqrt{\frac{m_0}{2e}}$. Multipliant les deux membres de (B-3) par $2 \frac{dV}{dy}$, on a :

$$2 \frac{dV}{dy} \cdot \frac{d^2V}{dy^2} = 2\kappa r_c V^{-1/2} \frac{dV}{dy} \Rightarrow \frac{d}{dy} \left[\left(\frac{dV}{dy} \right)^2 \right] = 2\kappa r_c V^{-1/2} \frac{dV}{dy} \quad (\text{B-4})$$

Soit,

$$\left(\frac{d(V+V_0)}{dy}\right)^2 = 4\kappa r_c (V+V_0)^{1/2} + B \Rightarrow \frac{d(V+V_0)}{dy} = 2\sqrt{\kappa r_c} (V+V_0)^{1/4} \quad (\text{B-5})$$

où B est une constante d'intégration déterminée par les conditions initiales. En $r = r_c$, les électrons sont émis sans vitesse initiale et le champ électrique à la surface de la cathode est nul, soit $(dV/dy)_{r=r_c} = 0$ et $V(r = r_c) = -V_0$ avec $V_0 > 0$. Une telle condition impose $B = 0$. Le potentiel à l'anode est telle que $V(r = r_a) = 0$. Formant l'intégration de (B-5),

$$\int_{-V_0}^0 (V+V_0)^{-1/4} d(V+V_0) = 2\sqrt{\kappa r_c} \int_0^{\ln(r_a/r_c)} dy \quad (\text{B-6})$$

on obtient après intégration et élévation au carré en exprimant κ :

$$\left[\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)\right]^2 = \frac{16V_0^{3/2}}{36r_c I_{CL}} \frac{2\pi\epsilon_0 L_{SE}}{\sqrt{m_0}} \sqrt{2e} \quad (\text{B-7})$$

D'où une approximation du courant de Child – Langmuir cylindrique classique :

$$I_{CL} = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \frac{L_{SE}}{r_c \left[\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)\right]^2} V_0^{3/2} \quad (\text{B-8})$$

Le courant ainsi obtenu est identique à un développement dans le cas plan avec une densité de courant par unité de longueur égale à $I_{CL} / 2\pi r_c$. Les électrons sont émis entre deux électrodes planes infinies séparées d'une distance $(r_a - r_c)$ [WHEELER, 77].

Pour un espace cathode – anode grand pour lequel la courbure des électrodes modifie localement la densité de courant, I. Langmuir et K. Blodgett ont proposé une solution de (B-1) plus générale, donnée par [LANGMUIR, 23] :

$$I_{LB} = \frac{8\pi\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_0}} \frac{L_{SE}}{r_a \xi^2} V_0^{3/2} = \mu V_0^{3/2} \quad (\text{B-9})$$

$$\xi = x - 0,4x^2 + 0,09167x^3 - 0,01424x^4 + \dots \text{ avec } x = \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right) \quad (\text{B-10})$$

et $\mu = 14,66 \cdot 10^{-6} L_{SE} / r_a \xi^2$, la pervéance de diode dépendant uniquement des paramètres géométriques de la ligne coaxiale. Les relations (B-8) et (B-9) sont établies dans le cas 1D. Dans le cas 2D, la courbure de la surface cathodique modifie I_{LB} . Une étude menée par K. Kostov montre que $I_{LB}(2D)$ décroît en fonction du rapport L/R par une loi empirique, où L est une longueur finie de surface émissive et R le rayon de l'électrode extérieure [KOSTOV, 02]. La relation (B-9) constitue une approximation au premier ordre en L_{SE} / r_a de $I_{LB}(2D)$.

ANNEXE C

Le courant de charge relativiste

Dans le dispositif MILO développé par l'US Air – Force, sur lequel est basé notre système à échelle réduite, le courant total de la ligne se conserve et reboucle par la charge sous le collecteur. Lorsque le courant de charge relativiste est égal au courant critique, les conditions d'isolement magnétique sont remplies en amont, dans la structure à ondes lentes, pour permettre le fonctionnement du tube.

A partir de l'équation de Poisson, développée en coordonnées cylindriques, on peut former l'équation différentielle non linéaire régissant la variation du facteur relativiste γ en fonction de r , dans la géométrie de la figure II-6. On obtient :

$$\frac{d}{dr} \left(r \frac{d\gamma(r)}{dr} \right) = \frac{e}{m_0 c^2} \frac{I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 L_C v(r)} = \frac{e I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 m_0 c^3 L_C} \frac{\gamma(r)}{\sqrt{\gamma(r)^2 - 1}} \quad (C-1)$$

On pose $K = \frac{e I_{charge}}{2\pi\epsilon_0 m_0 c^3 L_C} = \frac{2I_{charge}}{I_0 L_C}$, avec I_0 le courant de normalisation usuel introduit dans

l'annexe A. Le paramètre L_C représente la longueur de la surface émissive sous le collecteur et

désigne la longueur de charge. En introduisant le changement de variable $y = \ln\left(\frac{r}{r_c}\right) \Rightarrow \frac{dy}{dr} = \frac{1}{r}$,

on peut exprimer le premier membre de (C-1) en fonction de la nouvelle variable y au voisinage de r_c :

$$\left[\frac{d}{dr} \left(r \frac{d\gamma}{dr} \right) \right]_{r=r_c} = \frac{d}{dy} \frac{dy}{dr} \left(r_c \frac{d\gamma}{dy} \frac{dy}{dr} \right) = \frac{1}{r_c} \frac{d^2\gamma}{dy^2} \quad (C-2)$$

D'où la nouvelle équation différentielle de la variable y :

$$\frac{d^2\gamma}{dy^2} = K \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} r_c \quad (C-3)$$

Multipliant (C-3) par $2 \frac{d\gamma}{dy}$, on obtient :

$$\frac{d}{dy} \left[\left(\frac{d\gamma}{dy} \right)^2 \right] = 2K \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} r_c \frac{d\gamma}{dy} \quad (C-4)$$

Soit après intégration :

$$\left(\frac{d\gamma}{dy}\right)^2 = 2Kr_c\sqrt{\gamma^2 - 1} + D \quad (C-5)$$

Les conditions initiales imposent : $\gamma(r = r_c) = 1$ et la condition de champ nul à la surface de la

cathode $\left(\frac{d\gamma}{dy}\right)_{r=r_c} = \frac{e}{m_0c^2} \left(\frac{dV}{dy}\right)_{r=r_c} = 0$, soit $D=0$. D'où l'on tire :

$$\left(\frac{d\gamma}{dy}\right) = \sqrt{2Kr_c}(\gamma^2 - 1)^{1/4} \quad (C-6)$$

Formant l'intégration de (C-6), on obtient :

$$\int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} = \sqrt{2Kr_c} \int_0^{\ln(r_a/r_c)} dy = \sqrt{2Kr_c} \ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right) \quad (C-7)$$

Le premier membre de l'équation (C-7) est une intégrale elliptique de première espèce. On pose

$G(\gamma_0) = \int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}}$ et on exprime K pour donner le courant de charge relativiste :

$$I_{charge} = \frac{I_0}{4} \left(\frac{L_c}{r_c}\right) \frac{[G(\gamma_0)]^2}{\left[\ln\left(\frac{r_a}{r_c}\right)\right]^2} \quad (C-8)$$

L'expression (C-8) correspond au courant de charge émis à la surface cathodique sous le collecteur, dans l'approximation d'électrodes planes. C'est-à-dire lorsque l'espace anode – cathode est suffisamment petit en coordonnées cylindriques pour négliger la courbure des électrodes et les variations de densités de courant électronique qui en résultent.

On peut donner une approximation de $G(\gamma_0)$, pour les grandes valeurs de γ_0 , en décomposant le dénominateur de l'intégrale elliptique en une fonction binomiale. On obtient :

$$\begin{aligned} (\gamma^2 - 1)^{-1/4} &= \gamma^{-1/2}(1 - \gamma^{-2})^{-1/4} \approx \gamma^{-1/2} \left(1 + \frac{1}{4}\gamma^{-2} + \frac{1}{2!} \frac{1}{4} \frac{5}{4} \gamma^{-4} + \dots\right) \\ \Rightarrow (\gamma^2 - 1)^{-1/4} &\approx \left(\gamma^{-1/2} + \frac{1}{4}\gamma^{-5/2} + \frac{1}{2!} \frac{1}{4} \frac{5}{4} \gamma^{-9/2} + \dots\right) \end{aligned} \quad (C-9)$$

Il est alors possible d'intégrer entre 1 et γ_0 l'expression (C-9) :

$$\begin{aligned} \int_1^{\gamma_0} \frac{d\gamma}{(\gamma^2 - 1)^{1/4}} &\approx 2(\gamma_0^{1/2} - 1) - \frac{1}{4} \frac{2}{3} (\gamma_0^{-3/2} - 1) - \frac{1}{2} \frac{1}{4} \frac{5}{4} \frac{2}{7} (\gamma_0^{-7/2} - 1) + \dots \\ G(\gamma_0) &\approx 2\gamma_0^{1/2} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{1}{3} \gamma_0^{-2} - \frac{1}{2} \frac{1}{4} \frac{5}{4} \frac{1}{7} \gamma_0^{-4} + \dots\right) - 2 \left(1 - \frac{1}{4} \frac{1}{3} - \frac{1}{2} \frac{1}{4} \frac{5}{4} \frac{1}{7} + \dots\right) \\ \Rightarrow G(\gamma_0) &\approx 2(\gamma_0^{1/2} - 0,847) \end{aligned} \quad (C-10)$$

D'où l'approximation du courant de charge :

$$I_{charge} = I_0 \left(\frac{L_C}{r_c} \right) \frac{[\sqrt{\gamma_0} - 0,847]^2}{[\ln(r_a/r_c)]^2} \quad (C-11)$$

Le courant de charge obtenu par (C-8) et (C-11) constitue une approximation en géométrie plane au premier ordre en (L_C / r_c) .

Reprenons l'étude dans le cas ultra – relativiste, typiquement pour des tensions de fonctionnement supérieures à la dizaine de Mégavolts [WHEELER, 77]. La nouvelle équation de Poisson s'écrit en introduisant une nouvelle longueur de charge sous le collecteur L'_C :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = \frac{j(r)}{\epsilon_0 \beta c} \approx \frac{I_{UR}}{2\pi\epsilon_0 r c L'_C} \text{ avec } \beta = \frac{v}{c} \sim 1 \quad (C-12)$$

L'équation (C-12) s'intègre facilement et devient :

$$r \frac{dV}{dr} = \frac{I_{UR}}{2\pi\epsilon_0 c L'_C} r + C_1 \Rightarrow \frac{dV}{dr} = \frac{I_{UR}}{2\pi\epsilon_0 c L'_C} + \frac{C_1}{r} \quad (C-13)$$

Or, la condition de champ électrique nul à la surface de la cathode en $r = r_c$ impose

que $\left(\frac{dV}{dr} \right)_{r=r_c} = 0 \Rightarrow C_1 = -\frac{I_{UR} r_c}{2\pi\epsilon_0 c L'_C}$. L'intégration de (C-13) de $V(r = r_c) = -V_0$ avec $V_0 > 0$ à

$V(r = r_a) = 0$ conduit à :

$$V_0 = \frac{I_{UR}}{2\pi\epsilon_0 c L'_C} \left[(r_a - r_c) - r_c \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right) \right] \quad (C-14)$$

D'où le courant de charge ultra – relativiste [LIU, 97] :

$$I_{UR} = \frac{2\pi\epsilon_0 c L'_C V_0}{(r_a - r_c) - r_c \ln \left(\frac{r_a}{r_c} \right)} \quad (C-15)$$

Le courant obtenu par la relation (C-15) est une solution analytique exacte dans le cas ultra – relativiste (typiquement $V_0 >$ quelques MV). Le problème se ramène dans ce cas à celui d'un système plan où les électrons sont accélérés dans l'espace inter – électrodes espacé de $(r_a - r_c)$.

ANNEXE D

Le MILO de Culham

Le MILO anglais de J. W. Eastwood est un système breveté qui fait partie des références incontournables dans le domaine des sources micro-ondes de forte puissance [EASTWO., USP, 00]. Ce dispositif, à la différence de celui développé par l'US Air – Force, ne possède pas de collecteur. Le circuit électronique est fermé par un courant de charge entre la cathode et l'anode positionnées l'une en face de l'autre sur l'axe du tube (figure D-1). Le système que nous avons choisi de présenter dans cette annexe est le prototype expérimental décrit au chapitre I, figure I-15b [EASTWOOD, 98]. La géométrie modélisée sous MAGIC 2D est développée en coordonnées cylindriques axisymétriques. La figure D-1 montre la position de la cathode par rapport à l'anode, les neuf cellules élémentaires constituant la structure à ondes lentes ainsi que les conditions aux limites physiques du problème : le port d'injection de l'impulsion électromagnétique à gauche ainsi que le port d'extraction du rayonnement hyperfréquence à droite. Un « stub » relie l'anode au support de la structure à ondes lentes. Le modèle suppose cette ligne comme non dissipative de telle sorte que le rayonnement hyperfréquence n'est pas perturbé en la traversant. La simulation prend en compte les points suivants :

- Toute la surface cathodique est émissive et les électrons sont émis de façon homogène.
- L'espace réduit entre la cathode et l'anode est dimensionné pour permettre un contrôle optimisé de l'isolement magnétique, en amont sous la structure à ondes lentes.
- Un changement progressif linéaire de la profondeur des cavités est appliqué.

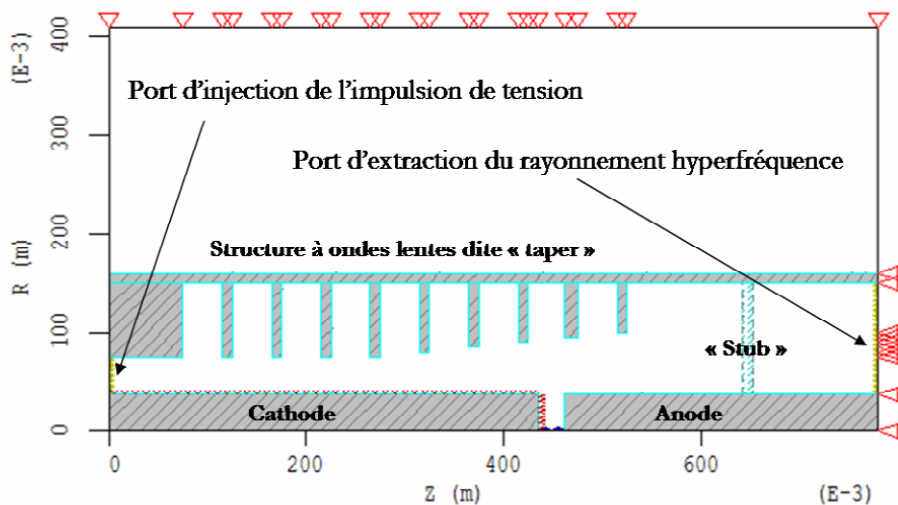


Figure D-1: Simulation de la géométrie du MILO de Culham selon le prototype de la figure I-15b du chapitre I [EASTWOOD, 98]. Mise en évidence des conducteurs, de la structure électromagnétique à ouverture progressive dite « taper » et des conditions aux limites géométriques et physiques.

L'impulsion de tension considérée dans la simulation est une rampe qui monte linéairement en 5 ns jusqu'à un plateau de 500 kV. La durée totale d'impulsion est de 100 ns. On présente sur la figure D-2a les paquets d'électrons formés dans le régime d'oscillation à 500 kV et sur la figure D-2b, la composante E_r du champ électromagnétique hyperfréquence correspondante.

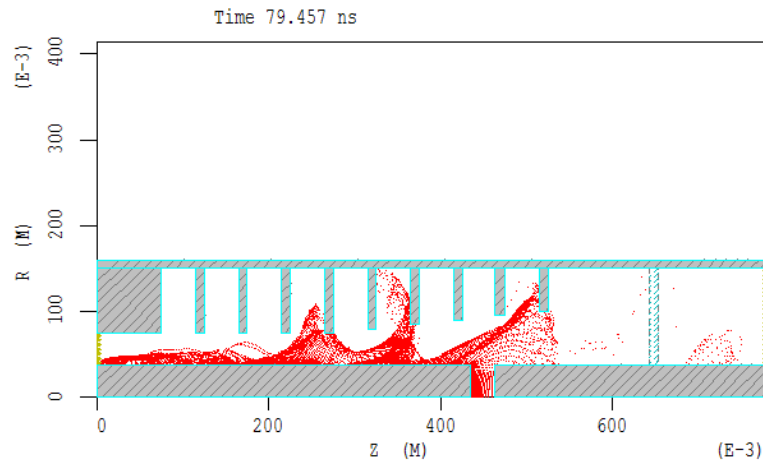


Figure D-2a: Formation des paquets d'électrons dans le régime d'oscillation.

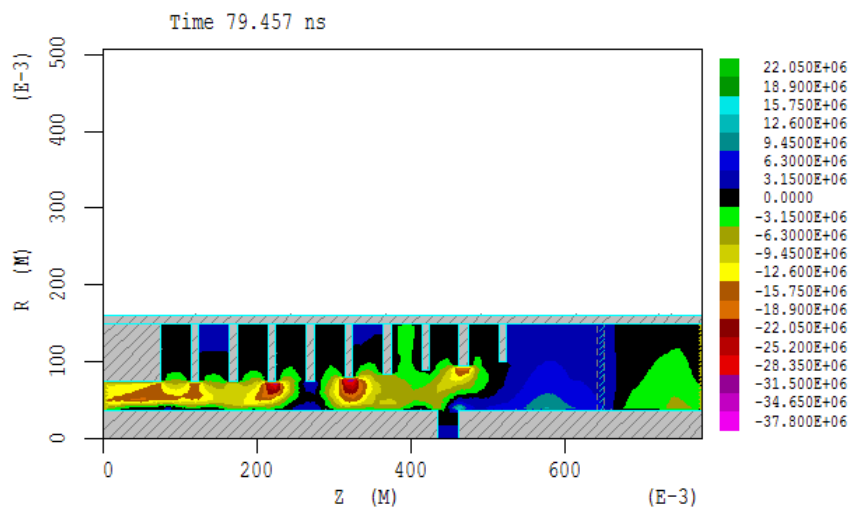


Figure D-2b: Représentation de la composante E_r (V/m) du champ électromagnétique hyperfréquence dans la structure « taper ». Mise en évidence de la propagation en onde TEM au port de sortie.

Les neuf cellules couplées constituant la structure à ondes lentes ont une profondeur dégressive le long des z croissants. Le système ainsi modélisé représente un « taper ». Dans les dimensions de la figure D-1, la fréquence d'oscillation d'une telle structure est de l'ordre du Gigahertz (figure D-3a). Le choix d'un grand nombre de cavités couplées permet de connecter le résonateur périodique à 4 cellules à une ligne de transmission évasée (« taper ») afin d'extraire et de guider l'énergie hyperfréquence en sortie du tube [EASTWOOD, 98]. Ainsi, le dispositif ne requiert pas de couplage électromagnétique supplémentaire pour extraire le rayonnement hyperfréquence vers

la sortie du tube, comme c'est le cas avec le collecteur de charge pour le MILO du type US Air – Force. Le rôle du « taper » est d'attribuer une vitesse de groupe au mode piégé dans le résonateur à 4 cellules afin de faciliter l'extraction de l'énergie hyperfréquence en sortie du dispositif et d'accroître la puissance micro-onde de sortie (la puissance se propageant dans la ligne évasée et le guide de sortie est égale au produit de l'énergie stockée par unité de longueur par la vitesse de groupe). Lorsque la structure hyperfréquence et l'espace cathode – anode sont optimisés, un maximum de puissance est extrait, entre 1,5 et 2 GW de puissance crête [BARKER, 01]. La simulation précédente fournit une puissance maximum filtrée de 1,2 GW (figure D-3b), résultat en très bon accord avec la simulation faite par J. W. Eastwood du même dispositif en géométrie 2D avec le code 3DPIC [EASTWOOD, 95 ; EASTWOOD, 98]. Le rendement du MILO de Culham simulé, déduit du rapport entre la puissance micro-onde de sortie et la puissance électrique incidente, est proche de 10% (figure D-3b).

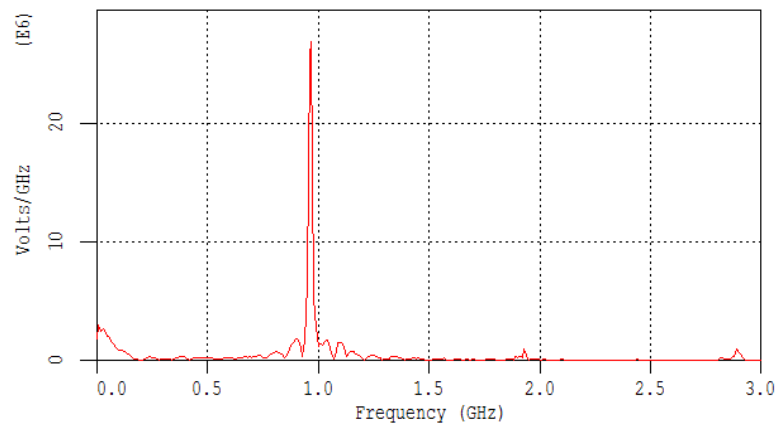


Figure D-3a: Transformée de Fourier du signal hyperfréquence au port de sortie. Fréquence d'oscillation du MILO de la figure D-1 à 970 MHz dans le mode π , extrait à l'aide de la structure « taper ».

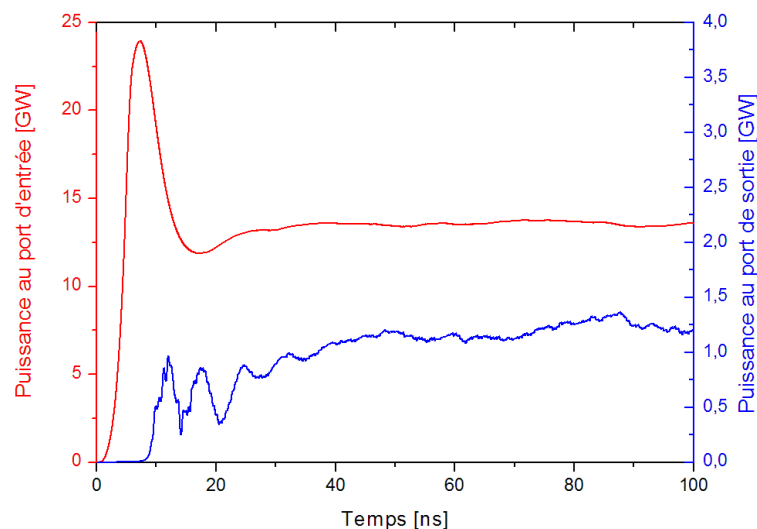


Figure D-3b: Représentation de la puissance électrique incidente (courbe rouge) et de la puissance micro-onde de sortie (courbe bleue). Les fluctuations observées sur le signal de sortie proviennent du couplage dans le résonateur de plusieurs modes voisins qui limite la puissance de sortie (Rendement $\sim 10\%$).

ANNEXE E

Les modes TE et TM du guide coaxial

Le mode fondamental du guide coaxial est un mode TEM (Transverse ElectroMagnétique). Les ordres supérieurs peuvent supporter des modes TE (Transverse Electrique, $E_z = 0$) et des modes TM (Transverse Magnétique, $H_z = 0$).

La fonction génératrice des modes TE est introduite dans (§ III-II-2-2-2) :

$$H_z = H_0 [J_n'(\beta_c r) Y_n(\beta_c a) - J_n(\beta_c a) Y_n'(\beta_c r)] \exp(jn\theta) \exp[j(\omega t - \beta_z z)] \quad (\text{E-1})$$

où les J_n , J_n' , Y_n et Y_n' sont respectivement les fonctions de Bessel de première et de deuxième espèces, d'ordre n , avec leur dérivée associée. On désigne respectivement par a et b , les rayons interne et externe du guide et par α le rapport b/a . Les longueurs d'onde de coupure des modes TE_{n1} et TE_{nm} sont définies par :

$$\lambda_{c;TE_{n1}} = \frac{2\pi(b+a)}{(\alpha+1)\chi'_{n1}} \text{ avec } (n = 1, 2, 3\dots) \quad (\text{E-2})$$

$$\lambda_{c;TE_{nm}} = \frac{2\pi(b-a)}{(\alpha-1)\chi'_{nm}} \text{ avec } (m = 2, 3, 4\dots \text{ et } n \text{ entier}) \quad (\text{E-3})$$

Les coefficients χ'_{n1} et χ'_{nm} représentent les premières et m -ièmes racines non nulles des fonctions de Bessel-Neumann, $J_n'(\alpha\chi')Y_n'(\chi') - J_n(\chi')Y_n'(\alpha\chi') = 0$, tabulées sous la forme $(\alpha+1)\chi'_{n1}$ pour $n > 0$ et $(\alpha-1)\chi'_{nm}$ pour $m > 1$ dans les tableaux E-1a et E-1b respectivement [MARCUVITZ, 64].

α \ n1	11	21	31
1,0	2,000	4,000	6,000
1,1	2,001	4,001	6,002
1,2	2,002	4,006	6,008
1,3	2,006	4,011	6,012
1,4	2,009	4,015	6,017
1,5	2,013	4,020	6,018
1,6	2,018	4,025	6,011
1,8	2,024	4,026	5,986
2,0	2,031	4,023	5,937
2,5	2,048	3,980	5,751
3,0	2,056	3,908	5,552
3,5	2,057	3,834	5,382
4,0	2,055	3,760	5,240

Tableau E-1a: Premières racines de $J_n'(\alpha\chi')Y_n'(\chi') - J_n(\chi')Y_n'(\alpha\chi') = 0$, tabulées sous la forme $(\alpha+1)\chi'_{n1}$ pour $n > 0$ [MARCUVITZ, 64].

$\alpha \backslash nm$	02*	12	22	32	03*	13	23	33
1,0	3,142	3,142	3,142	3,142	6,283	6,283	6,283	6,283
1,1	3,143	3,144	3,148	3,156	6,284	6,284	6,287	6,290
1,2	3,145	3,151	3,167	3,193	6,285	6,288	6,296	6,309
1,3	3,150	3,161	3,194	3,249	6,287	6,293	6,309	6,337
1,4	3,155	3,174	3,229	3,319	6,290	6,299	6,326	6,372
1,5	3,161	3,188	3,27	3,40	6,293	6,306	6,346	6,412
1,6	3,167	3,205	3,32	3,49	6,296	6,315	6,369	6,458
1,8	3,182	3,241	3,4	3,7	6,304	6,333	6,419	6,56
2,0	3,197	3,282	3,5	...	6,312	6,353	6,47	6,67
2,5	3,235	3,306	6,335	6,410	6,6	7,0
3,0	3,271	3,516	6,357	6,472	6,8	...
3,5	3,305	3,636	6,381	6,538	7,0	...
4,0	3,336	3,753	6,403	6,606

$\alpha \backslash nm$	04*	14	24	34	05*	15	25	35
1,0	9,425	9,425	9,425	9,425	12,566	12,566	12,566	12,566
1,1	9,425	9,426	9,427	9,429	12,567	12,567	12,568	12,570
1,2	9,426	9,428	9,433	9,442	12,567	12,569	12,573	12,579
1,3	9,427	9,431	9,442	9,461	12,568	12,571	12,579	12,593
1,4	9,429	9,435	9,454	9,484	12,570	12,574	12,588	12,611
1,5	9,431	9,440	9,467	9,511	12,571	12,578	12,598	12,631
1,6	9,434	9,446	9,482	9,541	12,573	12,582	12,609	12,654
1,8	9,439	9,458	9,515	9,609	12,577	12,591	12,634	12,704
2,0	9,444	9,471	9,552	9,684	12,581	12,601	12,661	12,761
2,5	9,460	9,509	9,665	9,990	12,593	12,629	12,739	12,92
3,0	9,476	9,550	9,77	10,1	12,605	12,660	12,82	13,09
3,5	9,493	9,593	9,89	...	12,619	12,692	12,91	13,3
4,0	9,509	9,638	10,0	...	12,631	12,725	13,0	13,5

Tableau E-1b: Racines d'ordres supérieurs de $J'_n(\alpha\chi)Y'_n(\chi) - J'_n(\chi)Y'_n(\alpha\chi) = 0$, tabulées sous la forme $(\alpha-1)\chi'_{nm}$ pour $m > 1$.

* La première racine non nulle χ'_{0n} est désignée davantage par $n = 2$ que $n = 1$. Les racines χ'_{0n+1} et χ'_{0n} ($n > 0$) sont identiques [MARCUVITZ, 64].

De même, la fonction génératrice des modes TM, introduite au paragraphe III-II-2-2-2, s'écrit :

$$E_z = E_0 [J_n(\beta_c r) Y_n(\beta_c a) - J_n(\beta_c a) Y_n(\beta_c r)] \exp(jn\theta) \exp[j(\omega t - \beta_z z)] \quad (E-4)$$

Dans le cas de l'expression (E-4), seules les fonctions de Bessel de première et de deuxième espèce d'ordre n interviennent. Les nouvelles longueurs d'onde de coupure des modes TM_{nm} sont définies dans ce cas par :

$$\lambda_{c, TM_{nm}} = \frac{2\pi(b-a)}{(\alpha-1)\chi_{nm}} \quad (E-5)$$

Les coefficients χ_{nm} sont les m-ièmes racines non nulles de la combinaison linéaire des fonctions de Bessel – Neumann $J_n(\alpha\chi)Y_n(\chi) - J_n(\chi)Y_n(\alpha\chi) = 0$, tabulées sous la forme $(\alpha-1)\chi_{nm}$ pour $n > 0$, dans le tableau E-2 [MARCUVITZ, 64].

$\alpha \backslash nm$	01	11	21	31	02	12	22	32
1,0	3,142	3,142	3,142	3,142	6,283	6,283	6,283	6,283
1,1	3,141	3,143	3,147	3,154	6,283	6,284	6,286	6,289
1,2	3,140	3,146	3,161	3,187	6,282	6,285	6,293	6,306
1,3	3,139	3,150	3,182	3,236	6,282	6,287	6,304	6,331
1,4	3,137	3,155	3,208	3,294	6,281	6,290	6,317	6,362
1,5	3,135	3,161	3,237	3,36	6,280	6,293	6,332	6,397
1,6	3,133	3,168	3,27	3,43	6,279	6,296	6,349	6,437
1,8	3,128	3,182	3,36	3,6	6,276	6,304	6,387	6,523
2,0	3,123	3,197	3,4	3,7	6,273	6,312	6,43	6,62
2,5	3,110	3,235	6,266	6,335	...	6,9
3,0	3,097	3,271	6,258	6,357
3,5	3,085	3,305	6,250	6,381
4,0	3,073	3,336	6,243	6,403

$\alpha \backslash nm$	03	13	23	33	04	14	24	34
1,0	9,425	9,425	9,425	9,425	12,566	12,566	12,566	12,566
1,1	9,425	9,425	9,427	9,429	12,566	12,567	12,568	12,569
1,2	9,424	9,426	9,431	9,440	12,566	12,567	12,571	12,578
1,3	9,424	9,427	9,438	9,457	12,566	12,568	12,577	12,590
1,4	9,423	9,429	9,447	9,478	12,565	12,570	12,583	12,606
1,5	9,423	9,431	9,458	9,502	12,565	12,571	12,591	12,624
1,6	9,422	9,434	9,469	9,528	12,564	12,573	12,600	12,644
1,8	9,420	9,439	9,495	9,587	12,563	12,577	12,619	12,689
2,0	9,418	9,444	9,523	9,652	12,561	12,581	12,640	12,738
2,5	9,413	9,460	...	9,83	12,558	12,593	...	12,874
3,0	9,408	9,476	...	10,0	12,553	12,605	...	13,02
3,5	9,402	9,493	...	10,2	12,549	12,619	...	13,2
4,0	9,396	9,509	12,545	12,631	...	13,3

Tableau E-2: Racines non nulles de $J_n(\alpha\chi)Y_n(\chi) - J_n(\chi)Y_n(\alpha\chi) = 0$, tabulées sous la forme $(\alpha-1)\chi_{nm}$ pour $m > 0$ [MARCUVITZ, 64].

A partir des tableaux E-1 et E-2, on trace les premiers modes TE et TM du guide coaxial dans le cas où $b = 3a$ (figure E-1).

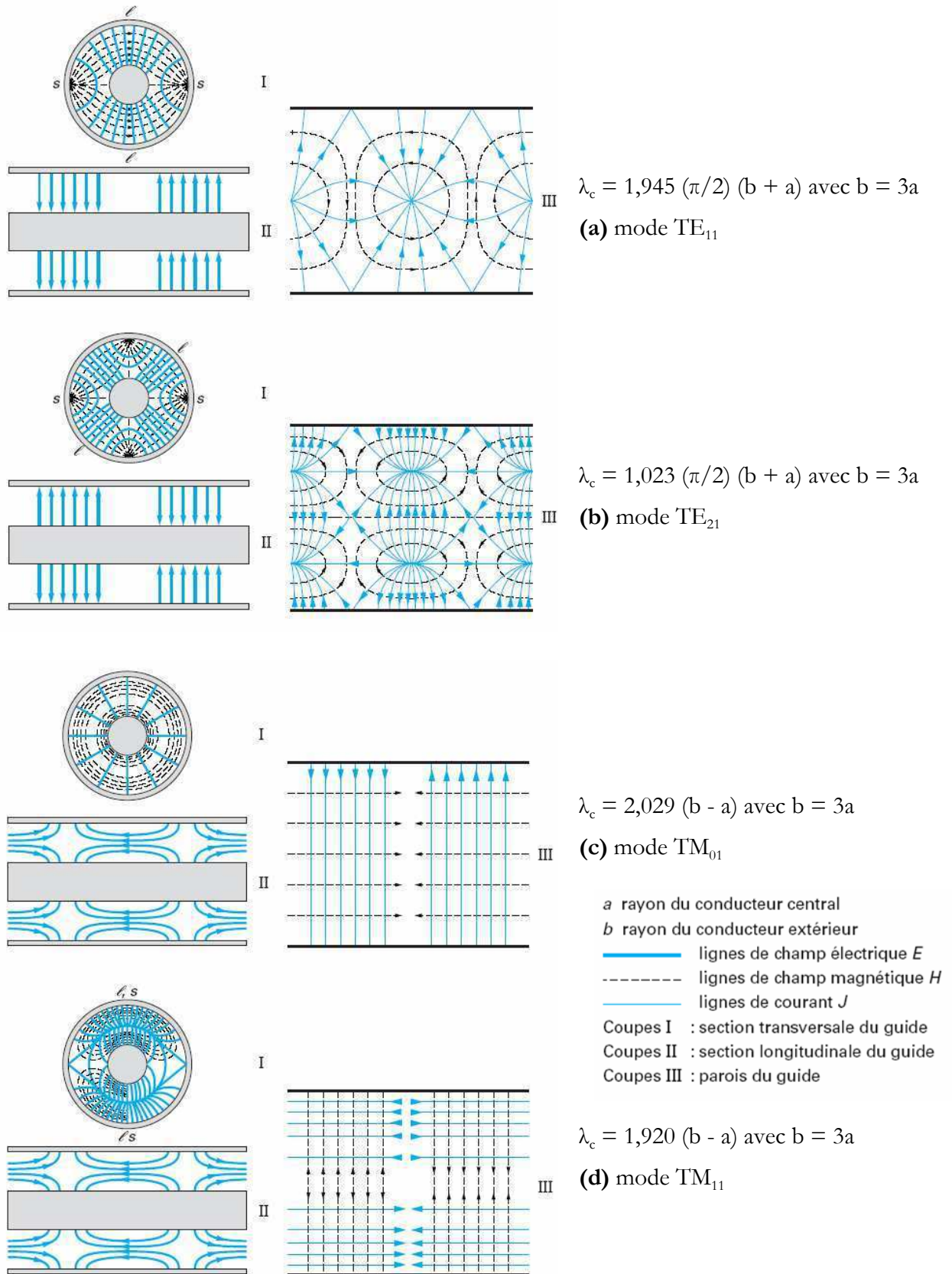


Figure E-1: Représentation des premiers modes TE et TM du guide coaxial à section circulaire dans le cas $b = 3a$ [MARCUVITZ, 64 ; TECH. INGE.]

ANNEXE F

Puissance transmise par le mode TEM de la ligne coaxiale

Pour une ligne coaxiale dans le vide, dont le rayon de l'armature intérieure est r_{int} et celui de l'armature extérieure r_{ext} , les composantes des champs électriques et magnétiques du mode TEM ont été établies au paragraphe III-II-2-2-2. Elles s'écrivent :

$$E_r(r, z, t) = \frac{V_0}{r \ln\left(\frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}}\right)} \cos(\omega t - \beta z) \quad (\text{F-1})$$

$$H_\theta(r, z, t) = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{V_0}{r \ln\left(\frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}}\right)} \cos(\omega t - \beta z) \quad (\text{F-2})$$

avec V_0 le potentiel appliquée à l'armature intérieure.

A partir des expressions (F-1) et (F-2), on peut définir la tension et le courant le long de la ligne :

$$V(z, t) = \int_{r_{\text{int}}}^{r_{\text{ext}}} E_r(r, z, t) dr = V_0 \cos(\omega t - \beta z) \quad (\text{F-3})$$

$$I(z, t) = \int_0^{2\pi} H_\theta(r_{\text{int}}, z, t) r_{\text{int}} d\theta = 2\pi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}}\right)} \cos(\omega t - \beta z) \quad (\text{F-4})$$

Le rapport (F-3)/(F-4) conduit à l'impédance caractéristique Z_c de la ligne coaxiale :

$$Z_c = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \frac{\ln(r_{\text{ext}}/r_{\text{int}})}{2\pi}} = 60 \ln\left(\frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}}\right) \quad (\text{F-5})$$

La puissance se propageant le long de la ligne coaxiale résulte du produit de (F-3) par (F-4), soit :

$$P(z, t) = \frac{V_0^2}{Z_c} \cos^2(\omega t - \beta z) \quad (\text{F-6})$$

D'où la puissance moyenne transmise par le mode TEM de la ligne coaxiale :

$$\langle P(z, t) \rangle = P_0 = \frac{1}{2} \frac{V_0^2}{Z_c} \cong \frac{\pi}{377} \frac{V_0^2}{\ln\left(\frac{r_{\text{ext}}}{r_{\text{int}}}\right)} \quad (\text{F-7})$$

Références bibliographiques

Par ordre alphabétique,

- [ARFKEN, 01] G. B. Arfken, H. J. Weber, « Mathematical methods for physicists », Academic Press, Fifth edition, 2001.
- [ARIANER, 99] J. Arianer, « Les sources de particules chargées », Polycopié du DEA de Physique et Technologie des Grands Instruments, 1999.
- [ARRL, 02] The ARRL Handbook for Radio amateurs 2002, 79th edition, Newington (USA), 2002.
- [ASHBY, 95] D. E. T. F. Ashby, J. W. Eastwood, J. Allen, K. C. Hawkins, L. M. Lea, « Comparison between experiment and computer modeling for simple MILO configurations », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 23 (6), p. 959-69, December 1995.
- [AUGST, 92] N. Augst – Gerbelot, « Etude théorique et expérimentale d'un Klystron Relativiste à Effet de Porte », Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique soutenue le 29 Juin 1992.
- [BACON, USP, 88] Bacon et al., « Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », US patent 4785261, November 15, 1988.
- [BAIRD, 87] J. M. Baird, « Gyrotron Theory », High – Power microwave sources, V. L. Granatstein & I. Alexeff editors, Artech House (1987).
- [BALAKIREV, 98] B. A. Balakirev, P. I. Markov, G. V. Sotnikov, Yu. V. Tkach, « Microwave oscillation generation in Magnetically Insulated Slow – wave Lines », Electromagnetic Phenomena, vol. 1, N°1, p. 140-158, 1998.
- [BALAKIREV, 01] B. A. Balakirev, P. I. Markov, G. V. Sotnikov, « Helical Slowing Down Structures for MILO », Electromagnetic Phenomena, vol. 2, N°3 (7), p. 302-323, 2001.
- [BARKER, 01] R. J. Barker, E. Schamiloglu, « High-Power Microwave Sources and Technologies », IEEE Press Series on RF and Microwave Technology (2001).
- [BENFORD, 92] J. Benford, J. Swegle, « High Power Microwaves », Artech House (1992).
- [BIRAU, 95] M. Birau, « Etude théorique et expérimentale des Lasers à Electrons Libres et des Masers Cerenkov Relativistes à Plasmas », Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie soutenue le 15 Novembre 1995.
- [BOUDOURIS, 71] G. Boudouris, « Cavités électromagnétiques », Dunod, Paris (1971).

- [BRILLOUIN, 53] L. Brillouin, « Wave propagation in periodic structures », Dover publications (1953).
- [BRUHAT, 63] G. Bruhat, « Cours de Physique générale, Electricité », Masson (1963).
- [BUNEMAN, 50] O. Buneman, « A Toroidal Magnetron », Proceedings of the Physical Society, London, VB – 63, p. 278-288 (1950).
- [BUZZI, 93] J-M. Buzzi, « Les nouvelles sources de Micro-ondes intenses », Revue scientifique et technique de la Défense (1993).
- [CALICO, 95] S. E. Calico, M. C. Clark, R. W. Lemke, M. C. Scott, « Experimental and theoretical investigations of a Magnetically Insulated Line Oscillator (MILO). », SPIE vol. 2557, p. 50-59, 1995.
- [CALICO, PPC, 95] S. E. Calico, M. C. Clark, M. C. Scott, « Experimental results of a High Power Rep – Rate velvet cathode », Proceedings of the 10th IEEE International Pulsed Power Conference, Albuquerque, New Mexico (USA), p. 677-681 (1995).
- [CALICO, 97] S. E. Calico, M. C. Scott, M. C. Clark, « Development of a compact Marx generator for High – Power Microwave applications », Proceedings of the 11th IEEE International Pulsed Power Conference, Baltimore, Maryland (USA), p. 1536-41 (1997).
- [CAMARCAT, 83] N. Camarcat & H. J. Doucet, J. M. Buzzi, « High – Power Pulsed Electron Beam Transport », Advances in electronics and electron physics in Applied Charged Particle Optics, Academic Press (1983).
- [CASSANY] B. Cassany, (communication privée).
- [CHURYUMOV, 04] G. I. Churyumov, T. I. Frolova, A. V. Gritsunov, « A New High – Power Crossed Field Tube », EUROEM Conference, Magdeburg (Germany), July 2004 (communication orale).
- [CLARK, 88] M. C. Clark, B. M. Marder, L. D. Bacon, « Magnetically insulated transmission line oscillator », Applied Physics letters, vol. 52 (1), p. 78-80, January 1988.
- [COLLIN, 66] R. E. Collin, « Foundations for Microwave Engineering », International student edition, Mc Graw-Hill Kogakusha (1966).
- [COUSIN, 03] R. Cousin, J. Larour, P. Raymond, A. J. Durand, « Characteristics of an Intense Relativistic Electron Beam in a MILO Geometry », IEE Pulsed Power Symposium 2003, Loughborough, UK, September 23, 2003.
- [COUSIN (2), 04] R. Cousin, J. Larour, P. Raymond, J. Wey, A. J. Durand, P. Gouard, « Compact MILO device fed by a compact Marx generator », 15th International Conference on High Power Particle Beams, Saint – Petersburg (Russia), July 2004 (A paraître).

- [COUSIN, 04] R. Cousin, J. Larour, P. Raymond, A. J. Durand, P. Gouard, « Design of a 4-Cell Load – Limited Compact MILO », EUROEM Conference, Magdeburg (Germany), July 2004 (communication orale).
- [CREEDON, 75] J. M. Creedon, « Relativistic Brillouin flow in the high v/γ diode », Journal of Applied Physics, vol. 46 (7), p. 2946-55, July 1975.
- [DAVIDSON, 91] R. C. Davidson, H. W. Chan, C. Chen, S. Lund, « Equilibrium and stability properties of intense non-neutral electron flow. », Reviews of Modern Physics, vol. 63 (2), p. 341-374, April 1991.
- [DAVIS, 89] H. A. Davis, R. D. Fulton, E. G. Sherwood, « Resistively loaded MILO experiments », Physics Division, Los Alamos National Laboratory, March 30, LA-UR-89-1199, 1989.
- [DI CAPUA, 83] M. Di Capua, « Magnetic Insulation », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. PS-11 (3), p. 205-215, September 1983.
- [DOANE, 85] J. L. Doane, « Propagation and Mode coupling in corrugated and smooth – wall circular waveguides. », Infrared and Millimeter waves, Chap. 5, vol. 13, Academic Press (1985).
- [DURAND] A. J. Durand, « Physique des tubes hyperfréquences, Point de situation sur les principes, la technologie et leur évolution », journée SEE-club 23, 18 Octobre 2000 (parution dans l'onde électrique).
- [DURAND, 04] A. J. Durand, « Séminaire arme hyperfréquence », collège de polytechnique, 6 Février 2004.
- [DYKE, 56] W. P. Dyke, W. W. Dolan, « Field Emission », Advances in Electronics and Electron Physics, Edited by L. Marton, Volume VIII, Academic Press, 1956.
- [EASTWOOD, 95] J. W. Eastwood, W. Arter, N. J. Brealey, R. W. Hockney, « Body – fitted electromagnetic PIC software for use on parallel computers, Computer Physics communications 87, p. 155-178, 1995.
- [EASTWOOD, 98] J. W. Eastwood, K. C. Hawkins, M. P. Hook, « The Tapered MILO », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 26 (3), p. 698-713, June 1998.
- [EASTWO., USP, 00] J. W. Eastwood, « Magnetically Insulated Line Oscillator Microwave Pulse Generator », US Patent 6034572, March 7, 2000.
- [EASTWOOD, 04] J. W. Eastwood, M. P. Hook, « Novel Crossed – Field Tubes for Compact HPM systems », EUROEM Conference, Magdeburg (Germany), July 2004 (communication orale).
- [EDSON, 81] W. A. Edson, G. N. Oetzel, « Capacitance voltage divider for high – voltage pulse measurement », Rev. Sci. Instrum. 52 (4), p. 604-606, April 1981.

- [EKDAHL, 80] C. Ekdahl, « Voltage and current sensors for a high density Z-pinch experiment », RSI, vol. 51, p. 1645-48, 1980.
- [EKDAHL, 84] C. Ekdahl, « Capacitively coupled inductive sensor », US Patent 4438394, 1984.
- [FAN, 05] Y. W. Fan, T. Shu, Y. G. Liu, H. H. Zhong, Z. Q. Li, Y. Wang, Y. S. Zhao, L. Luo, « A compact Magnetically Insulated Line Oscillator with New-Type Beam Dump », Chinese Physical Letters, vol. 22, N°1, p. 164-167, January 2005.
- [GARATE, 95] E. Garate, R. D. McWilliams, D. E. Voss, A. L. Lovesee, K. J. Hendricks, T. A. Spencer, M. C. Clark, A. Fisher, « Novel cathode for field – emission applications », Review of Scientific Instruments, vol. 66 (3), p. 2528-2532, March 1995.
- [GARDIOL, 81] F. Gardiol, « Hyperfréquences », Traité d'électricité, volume XIII, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Presses polytechniques romandes (1981).
- [GARVEN, 97] M. Garven, R. K. Parker, « Vacuum Microelectronics for Microwave Power Amplifiers », Generation and Application of High Power Microwaves, edited by R. A. Cairns and A. D. R. Phelps, Proceedings of the 48th Scottish Universities summer school in Physics, St Andrews, A NATO Advanced Study Institute (1997).
- [GHALILA, 94] H. Ghalila, « Développement et applications aux faisceaux électroniques intenses d'un code numérique PIC Relativiste et Electromagnétique », Thèse de doctorat de l'Université de Paris – Sud soutenue le 31 Janvier 1994.
- [GILMOUR, 86] A. S. Gilmour, Jr., « Microwave tubes », Artech House, 1986.
- [GILMOUR, 94] A. S. Gilmour, Jr., « Principles of Traveling Wave Tubes », Artech House, 1994.
- [GOLD, 97] S. H. Gold, G. S. Nusinovich, « Review of high – power microwave source research », Revue of Scientific Instruments (RSI), vol. 68 (11), p. 3945-74, November 1997.
- [GOOD, 56] R. H. Good Jr, E. W. Müller, « Handbuch der Physik, vol. 21, Springer, Berlin (1956).
- [GOPLIN, 95] B. Goplen, L. Ludeking, D. Smithe, G. Warren, « User – configurable MAGIC for electromagnetic PIC calculations », Computer Physics communications 87, p. 54-86, 1995.
- [GORDEEV, 98] A. V. Gordeev, A. S. Chuvatin, H. Ghalila, « The launched electrons : Simple Theoretical modeling and numerical simulations », 12th International conference on High – Power particle beams, Beams 98, p. 189-192, Haifa, Israël, June 7 – 12, 1998.

- [GOUDET, 55] G. Goudet, P. Chavance, « Ondes centimétriques : lignes-circuits-antennes », Editions Chiron, Paris (1955).
- [GRANATSTEIN, 94] A. V. Gaponov – Grekhov, V. L. Granatstein, « Applications of High – Power Microwaves », Artech House (1994).
- [GRANATSTEIN, 99] V. L. Granatstein, R. K. Parker, C. M. Armstrong, « Scanning the Technology vacuum electronics at the Dawn of the Twenty – First Century », Proceedings of the IEEE, vol. 87 (5), May 1999.
- [HAWORTH, 98] M. D. Haworth, G. Baca, J. N. Benford, T. Englert, K. Hackett, K. J. Hendricks et al., « Significant Pulse-Lengthening in a Multigigawatt Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 26 (3), p. 312-319, June 1998.
- [HAWORTH, 00] M. D. Haworth, T. J. Englert, K. J. Hendricks, R. W. Lemke et al., « Comprehensive diagnostic suite for a Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », RSI, vol. 71 (3), p. 1539-47, March 2000.
- [HAWORTH (2), 00] M. D. Haworth, J. W. Luginsland, R. W. Lemke, « Evidence of a New Pulse – Shortening Mechanism in a Load – Limited MILO », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 28, N°3, p. 511-516, June 2000.
- [HAWORTH, 01] M. D. Haworth, J. W. Luginsland, « Improved Cathode design for long – Pulse MILO operation », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 29 (2), p. 388-392, April 2001.
- [HAWORTH, 02] M. D. Haworth, K. L. Cartwright, J. W. Luginsland, D. A. Shiffler, R. J. Umstatt, « Improved Electrostatic design for MILO cathodes », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 30 (3), p. 992-997, June 2002.
- [HOCKNEY, 88] R. W. Hockney, J. W. Eastwood, « Computer simulation using particles », Adam Hilger, 1988.
- [HUMPHRIES, 90] S. Humphries, Jr, « Charged Particle Beams », John Wiley & sons (1990).
- [HUTTER, 60] R. G. E. Hutter, « Beam and wave electronics in Microwave Tubes », The Van Nostrand Series in electronics and communications, Princeton (1960).
- [JACKSON, 99] J. D. Jackson, « Classical electrodynamics », 3^{ème} édition, John Wiley & sons (1999).
- [JIANHONG, 03] H. Jianhong, D. Wu, « Chaotic behavior of the radiation field in the Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », Physical Review Letters E 67 (2), 026503 (2003).
- [JORDAN, 04] D. W. Jordan, R. M. Gilgenbach, M. D. Uhler, L. H. Gates and Y. Y. Lau, « Effect of Pulsed, High Power radiofrequency radiation on electroporation of mammalian cells », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 32 (4), p. 1573-76 (2004).

- [KLEEN, 58] W. J. Kleen, « Electronics of Microwave Tubes », Academic press 1958.
- [KNOWLES, 01] T. R. Knowles, « Carbone Velvet Cathodes », NRL Cathodes Workshop, 10 May 2001.
- [KOSTOV, 02] K. G. Kostov, J. J. Barroso, « Space charge limited current in cylindrical diodes with finite – length emitter. », Physics of Plasmas, vol. 9 (3), p. 1039-42, March 2002.
- [KRASIK, 01] Y. E. Krasik, A. Dunaevsky, A. Krokhmal, J. Felsteiner and A. V. Gunin, I. V. Pegel, S. D. Korovin, « Emission properties of different cathodes at $E \leq 10^5$ V/cm », Journal of Applied Physics, vol. 89 (4), p. 2379-99, February 2001.
- [LANDAU, 69] L. Landau, E. Lifchitz, « Théorie du champ », tome II, édition de la paix, Moscou (1969).
- [LANGMUIR, 23] I. Langmuir, K. B. Blodgett, « Currents limited by space charge between coaxial cylinders. », Physical Review 22, p. 347-355 (1923).
- [LAROUR, 03] J. Larour, J. Wey, « High frequency performance of I-dot monitors based on annular grooves », IEE Pulsed Power Symposium 2003, Loughborough, UK, September 23, 2003.
- [LAU, 87] Y. Y. Lau, « Theory of crossed – field devices and a comparative study of other radiation sources », High – Power microwave sources, V. L. Granatstein & I. Alexeff editors, Artech House (1987).
- [LEBLOND, 72] A. Leblond, « Les tubes hyperfréquences (tomes I et II) », Masson (1972).
- [LEMKE, 87] R. W. Lemke, M. C. Clark, « Theory and Simulation of High – Power microwave generation in a Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », Journal of Applied Physics, vol. 62 (8), p. 3436-3440, October 1987.
- [LEMKE, 89] R. W. Lemke, « Linear Stability of Relativistic space-charge flow in a Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », Final Report, Air Force Weapons Laboratory, AFWL-TR-88-103, April 1989.
- [LEMKE, JAP, 89] R. W. Lemke, « Linear Stability of Relativistic space-charge flow in a Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », Journal of Applied Physics, vol. 66 (3), p. 1089-94, August 1989.
- [LEMKE, 90] R. W. Lemke, G. E. DeMuth, A. W. Biggs, « Theoretical and experimental investigation of axial power extraction from a Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator », SPIE vol. 1226, p. 199-208, Intense Microwave and Particle Beams (1990).

- [LEMKE, 97] R. W. Lemke, S. E. Calico, M. C. Clark, « Investigation of a load-limited, Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator (MILO) », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 25 (2), p. 364-374, April 1997.
- [LEMKE, USP, 98] R. W. Lemke, M. C. Clark, S. E. Calico, « Four cavity efficiency enhanced Magnetically Insulated Line Oscillator », US Patent 5742209, April 21, 1998.
- [LITZ, 94] M. S. Litz, J. Golden, « Low – Voltage, explosive whisker emission cathode studies », Proceedings of the EUROEM 94 International Symposium, Bordeaux (France), p. 209-215, May 30-31 June 1-2-3 1994.
- [LIU, 97] G. Liu, S. Qiu, H. Wang, W. Huang, F. Wang, « Study on Coaxial Diode and Vircator », SPIE, vol. 3158, p. 230-237 (1997).
- [MARCUVITZ, 64] N. Marcuvitz, « Waveguide Handbook », M. I. T. Radiation Laboratories, Boston Technical Publishers (1964).
- [MARDER, 89] B. M. Marder, « Simulated behavior of magnetically insulated oscillator », Journal of Applied Physics, vol. 65 (3), p. 1338-1349, February 1989.
- [MENDEL, 83] C. W. Mendel, D. B. Seidel, S. E. Rosenthal, « A simple theory of magnetic insulation from basic physical considerations », Laser and Particle Beams, vol. 1, part 3, p. 311-320 (1983).
- [MILLER, 82] R. B. Miller, « An introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams », Plenum Press, New York (1982).
- [MILLER, 98] R. B. Miller, « Mechanism of explosive electron emission for dielectric fiber (velvet) cathodes », Journal of Applied Physics, vol. 84 (7), p. 3880-89, October 1998.
- [OKRESS, 61] E. Okress, « Crossed-Field Microwave Devices (tomes I et II) », Academic Press (1961).
- [PARKER, 74] R. K. Parker, « Explosive electron emission and the characteristics of high – current electron flow », Air – Force Weapons Laboratory, AFWL-TR-73-92, Kirtland Air – Force base, New Mexico, February 1974.
- [PEREZ, 02] J. P. Pérez, R. Carles, R. Fleckinger, « Électromagnétisme, fondements et applications », 4^{ème} Edition, Dunod, Paris (2002).
- [PIERCE, 49] J. R. Pierce, « Theory and Design of Electron Beams », D. Van Nostrand Company (1949).
- [PLOUIN, 04] J. Plouin, « Injection d'harmonique dans un tube à Ondes Progressives : amélioration de la puissance de sortie », Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, 10 Juin 2004.
- [POZAR, 98] D. M. Pozar, « Microwave Engineering », 2nd Edition, John Wiley & sons (1998).

- [QIAN, 00] B. L. Qian, Y. G. Liu, C. L. Li, C. B. Liu, « Two – Dimensional Analysis of the Relativistic Parapotential Electron flow in a Magnetically Insulated Transmission Line Oscillator (MILO) », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 28, N°3, p. 760-766, June 2000.
- [RAYMOND, 01] P. Raymond, K. Darée, « Principe de fonctionnement du tube hyperfréquence MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator), *Wirkprinzip der Mikrowellenröhre MILO* », ISL - R 116/2001, 2001.
- [SCHAMI., 04] M. Fuks, E. Schamiloglu, « Relativistic Magnetron with Injected Electron Beam », EUROEM Conference, Magdeburg (Germany), July 2004 (communication orale).
- [SCHOENBACH, 02] K. H. Schoenbach, S. Katsuki, R. H. Stark, E. S. Buescher and S. S. Beebe, Bioelectrics – New applications for Pulsed Power Technology, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 30, p. 293-300, 2002.
- [SELLEM, 97] F. Sellem, « Contribution à l'étude théorique d'un rayonnement micro-onde de forte puissance à partir d'un faisceau d'électrons relativistes », Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie soutenue le 21 Octobre 1997.
- [SHEVCHIK, 66] V. N. Shevchik, G. N. Shvedov, A. V. Soboleva, « Wave and oscillatory phenomena in electron beams at microwave frequencies », Pergamon Press, 1966.
- [SHIFFLER, 98] D. Shiffler, G. Baca, T. Englert, M. D. Haworth, K. J. Hendricks, D. Henley, M. Sena, T. A. Spencer, « Investigation of RF Breakdowns on the MILO », IEEE, Transactions on Plasma Science, vol. 26, N°3, p. 304-311, June 1998.
- [SHIFFLER, 01] D. Shiffler, M. Ruebush, M. LaCour, K. Golby, R. Umstattd, M. C. Clark, J. Luginsland, D. Zagar, M. Sena, « Emission uniformity and emission area of explosive field emission cathodes », Applied Physics Letters, vol. 79, N°18, p. 2871-73, October 2001.
- [SHIFFLER, 02] D. Shiffler, M. Ruebush, M. Haworth, R. Umstattd et al. « Carbon Velvet field – emission cathode », Review of Scientific Instruments, vol. 73 (12), p. 4358-62, December 2002.
- [SLATER, 50] J. C. Slater, « Microwave Electronics », D. Van Nostrand Company, Princeton (1950).
- [SWEGLE, 85] J. A. Swegle, J. W. Poukey, G. T. Leifeste, « Backward Wave Oscillators with rippled wall resonators : Analytic theory and numerical simulation », Phys. Fluids 28 (9), p. 2882-94, September 1985.
- [TECH. INGE.] P. F. Combes, R. Crampagne, « Circuits passifs hyperfréquences : Filtres et cavités », Techniques de l'ingénieur, traité Electronique, Référence E 1 402.

- G. Faillon, G. Fleury, « Tubes hyperfréquences », Techniques de l'ingénieur, traité Electronique, Référence E 2 355.
- [THOMSON, 86] « Tubes et dispositifs pour hyperfréquences », catalogue de la Thomson – CSF, division Tubes électroniques (1986).
- [THOMSON, 91] « Les tubes hyperfréquences », Revue technique Thomson – CSF, vol. 23 (4), Décembre 1991.
- [THUMM, 91] M. Thumm, A. Jacobs, M. Sorolla, « Design of short High – Power TE_{11} – HE_{11} mode converters in Highly Overmoded corrugated waveguides. », IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, N°2, p. 301-309, February 1991.
- [UMSTATTD, 01] R. Umstattd, D. Shiffler, J. Luginsland, M. D. Haworth, « Diode studies for HPM Applications at AFRL », NRL Cathode Workshop, 10 May 2001.
- [VEZINET] R. Vézinet, (communication privée).
- [VPP, BI, 03] J. Vanpoperinghe, J-P. Prulhière, « Tube micro-onde à accord mécanique de fréquence », CEA, Brevet d'invention n° FR 2841379, publié le 26 Décembre 2003.
- [WARNECKE, BI, 51] R. Warnecke, W. Kleen, « Tube amplificateur à propagation d'onde avec champ magnétique produit par un courant circulant dans un conducteur axial. » Compagnie générale de télégraphie sans fil (Thomson – CSF), Brevet d'invention n° FR 985536, publié le 19 Juillet 1951.
- [WEY, 02] J. Wey, F. Bieth, « Very High Voltage Divider with Large Bandwidth », IEE Pulsed Power, Saint – Louis (France), 2002.
- [WEY, R 02] J. Wey, F. Bieth, P. Raymond, « Diviseur ultra – large bande très haute tension », ISL – R 119/2002, 2002.
- [WHEELER, 77] C. B. Wheeler, « Space charge limited current flow between coaxial cylinders at potentials up to 15 MV ». Journal of Physics A: Math. Gen., vol. 10 (4), p. 631-636, 1977.
- [WILSON, 97] P. B. Wilson, Proceedings of the Third Workshop on Pulsed RF Sources for Linear Colliders (RF 96), edited by Fukuda, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), Tsukuba, Japan (1997) and SLAC-PUB-7449 (1997).
- [YANG, 01] Y. Yang, W. Ding, « A novel method for increasing magnetically insulated transmission line oscillator frequency », Physics of Plasmas, vol. 8 (7), p. 3443-44, July 2001.



On ne vous a rien caché !

Résumé

Le MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator) est une source micro-onde de forte puissance capable de produire des puissances crêtes supérieures au gigawatt à des fréquences de quelques gigahertz. Ce tube hyperfréquence est un oscillateur à champs électrique et magnétique croisés qui ne requiert pas de structure externe pour produire le champ magnétique nécessaire au guidage du faisceau d'électrons. Ceux-ci sont produits par émission explosive à partir d'une cathode de type velours et sont accélérés par la différence de potentiel dans l'espace anode – cathode. L'anode constitue une cavité hyperfréquence capable d'emmagasiner de l'énergie électromagnétique, transférée depuis le faisceau d'électrons. Ainsi, la géométrie du tube fixe les conditions de propagation des électrons dans le vide (isolement magnétique) et les conditions de synchronisme permettant les échanges d'énergie dans la structure hyperfréquence. Cette thèse vise à détailler les caractéristiques de fonctionnement d'un MILO compact, c'est-à-dire à l'échelle $\frac{1}{2}$ en comparaison des dispositifs existants, en vue d'un développement expérimental. Pour cela nous avons démontré la faisabilité d'un modèle réduit en redimensionnant tous les paramètres géométriques. Des simulations en géométrie 2D et 3D sous code PIC – Electromagnétique MAGIC ont permis de caractériser, d'une part, la structure hyperfréquence afin d'optimiser les couplages cavité – guide d'onde de sortie pour l'extraction du rayonnement et de démontrer, d'autre part, les contraintes physiques limitant la puissance micro-onde de sortie. Le prototype ainsi optimisé a conduit à la conception d'un dispositif expérimental où les tests préliminaires à froid (sans faisceau) ont montré une bonne concordance avec les prévisions théoriques. Cette thèse ouvre la voie à l'expérimentation et au développement d'une source micro-onde de puissance compacte.

Abstract

The MILO (Magnetically Insulated Line Oscillator) is a high power microwave source capable of delivering some output powers greater than 1 GW at a frequency of several gigahertz. The device is a crossed electric and magnetic field oscillator without any external structure to establish the static magnetic field required to guide the electron beam. The electrons are emitted by explosive emission from a velvet cathode and accelerated by the electric field in the A – K gap. The anode structure is an electromagnetic cavity which stores some energy, transferred from the electron beam. Thus, the geometry allows the beam to propagate in a magnetic insulation condition and in synchronism between the phase velocity of the electromagnetic slow waves and the drift velocity of the electrons. The aim of this PhD thesis is to review and to study the main characteristics of a compact MILO, when all dimensions are reduced by a factor of 2, in comparison with those in literature, to develop a prototype. All geometrical parameters were included and calculated using the 2D and 3D MAGIC electromagnetic – PIC code. First, we have analysed the cavity – output waveguide coupling and, second the physical factors which reduce the output power. Finally, an optimized modelled tube has led to the construction of an experimental pulsed device in which the preliminary cold tests (without electron beam) have shown a good correlation with the theoretical analysis. This work will be followed by an experimental phase which should demonstrate the merits of our challenge in building a compact MILO source.