



**HAL**  
open science

# Etude et développement d'une nouvelle source ECR produisant un faisceau intense d'ions légers

Sébastien Nyckees

► **To cite this version:**

Sébastien Nyckees. Etude et développement d'une nouvelle source ECR produisant un faisceau intense d'ions légers. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112426 . tel-00826838

**HAL Id: tel-00826838**

**<https://theses.hal.science/tel-00826838>**

Submitted on 28 May 2013

**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.

**Université Paris Sud**

**CEA - Saclay**

**THÈSE de Physique**

Présentée le 21 décembre 2012

Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ PARIS SUD**

Par

**Sébastien NYCKEES**

**SUJET : ÉTUDE ET DÉVELOPPEMENT D'UNE NOUVELLE SOURCE  
ECR PRODUISANT UN FAISCEAU INTENSE D'IONS LÉGERS**

Composition du jury :

Jean-Marie DE CONTO	Rapporteur
Olivier NAPOLY	Directeur de thèse
Patrick PUZO	Examineur
Bruno POTTIN	Examineur
Antonio C.C. VILLARI	Rapporteur



# Remerciements

Durant ces trois années, j'ai eu la chance de travailler et de côtoyer de nombreuses personnes qui ont contribué à l'aboutissement de cette thèse. Je tiens à tous les remercier de l'aide que vous m'avez apporté.

Je remercie Olivier Napoly d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse ainsi que Bruno Pottin pour m'avoir encouragé dans cette voie.

Je remercie Olivier Tuske et Olivier Delferrière de m'avoir confié la tâche de réaliser leur vue d'esprit à travers cette source d'ions. Merci aussi de m'avoir conseillé, encadré et transmis votre savoir durant toutes ces années.

Je remercie Alain France qui m'a fait découvrir les mystères du domaine des radiofréquences. Son aide précieuse a été et sera très bénéfique pour réaliser et comprendre les mesures de réflectométrie radiofréquence du plasma.

Je remercie Francis Harrault pour son aide qu'il m'a apporté à la mise sur plan et au montage de cette source d'ions.

Je remercie Didier Uriot et Nicolas Chauvin pour leurs explications et leur aide sur la dynamique faisceau. Merci aussi pour votre présence lors des différentes relectures de ce manuscrit.

Je remercie Raphael Gobin pour sa présence et ses conseils de grand sage.

Je remercie aussi toutes les personnes du laboratoire qui ont contribué ponctuellement à la réalisation de cette thèse mais dont l'aide est plus que nécessaire : Guillaume Adroit, Gilles Bourdelle, Antoine Chancé, Wilfried Farabolini, Jérôme Fils, Yannick Gauthier, Pierre-Alain Leroy, Cherry May Mateo, Phu-Anh-Phi Nghiem, Jacques Payet, Olivier Piquet, Yannick Sauce, Jérôme Schwindling, Franck Senée, Claire Simon, Thierry Vacher.

## *Remerciements*

# Résumé

Cette thèse entre dans le cadre de l'étude et la conception d'une nouvelle source ECR d'ions légers au sein du LEDA (Laboratoire d'Etudes et de Développement des Accélérateurs – CEA Saclay), nommée ALISES (Advanced Light Ions Source Extraction System). Dans un premier temps, la conception magnétique, électrique et mécanique de la nouvelle source est décrite. Ensuite, des simulations ont été effectuées afin de déterminer la réduction du grossissement d'émission en tenant compte de la réduction de la longueur de la LBE (Ligne Basse Energie) apportée par la source ALISES. Cette source permettant aussi de réaliser une étude sur les dimensions de la chambre plasma cylindrique, des simulations ont été effectuées afin de mieux comprendre l'interaction entre l'onde radiofréquence et le plasma. Par la suite, les expériences réalisées sur la source ALISES ont permis de mettre en évidence, de comprendre et de résoudre les problèmes de décharges Penning dans le tube accélérateur. Les mesures réalisées sur le plasma ont permis de dégager l'hypothèse que les électrons sont chauffés à l'entrée de la chambre plasma puis thermalisés sur toute sa longueur afin d'atteindre une énergie correspondante au maximum de la section efficace d'ionisation du dihydrogène.

## **Mots-clés**

Sources d'ions, Résonance électronique, Décharges Penning, Simulations numériques, Plasma, Réflectométrie, Grossissement d'émission, Électromagnétisme.



# Table des matières

<b>Table des matières</b> .....	<b>v</b>
<b>Liste des constantes physiques</b> .....	<b>ix</b>
<b>Liste des abréviations</b> .....	<b>xi</b>
<b>Liste des figures</b> .....	<b>xiii</b>
<b>Liste des tableaux</b> .....	<b>xvii</b>
<b>Introduction</b> .....	<b>1</b>
1. Motivations et objectifs .....	2
2. Organisation de la thèse .....	2
<b>PARTIE I : PROBLÉMATIQUE DES INJECTEURS DE HADRONS ACTUELS</b> .....	<b>5</b>
<b>I. Définition d'un injecteur de hadrons</b> .....	<b>7</b>
1. L'injecteur : Premier élément d'un accélérateur .....	7
2. Forces dominantes dans un faisceau de protons haute intensité .....	8
2.A. La charge d'espace .....	8
2.B. La compensation de charge d'espace .....	9
3. Constitution d'un injecteur de protons .....	9
4. Description d'un faisceau de particules .....	10
5. Grossissement d'émittance dans un solénoïde .....	13
5.A. Définition de l'émittance radiale .....	13
5.B. Equation du mouvement radial dans un solénoïde .....	14
5.C. Grossissement d'émittance généré par le cisaillement radial des vitesses longitudinales .....	17
5.D. Grossissement d'émittance généré par le champ magnétique azimuthal créé par le faisceau .....	18
6. Conclusion .....	19
<b>II. Fonctionnement d'une source ECR</b> .....	<b>21</b>
1. Qu'est-ce qu'un plasma ? .....	21
2. Principe physique de la résonance ECR .....	23
3. Description de la source SILHI .....	28
3.A. Création du plasma ECR .....	28
3.B. Extraction des ions .....	31
<b>PARTIE II : CONCEPTION D'UNE NOUVELLE SOURCE ECR : ALISES</b> .....	<b>35</b>
<b>III. Pourquoi une nouvelle source ECR ?</b> .....	<b>37</b>
<b>IV. Conception magnétique de la bobine source</b> .....	<b>41</b>



1.	Constitution du solénoïde source.....	41
2.	Description du problème .....	42
2.A.	Le code de calculs .....	42
2.B.	Les contraintes.....	43
3.	Optimisation du solénoïde .....	46
3.A.	Rayon externe et interne du blindage .....	46
3.B.	Rayon externe de la bobine .....	46
3.C.	Rayon interne de la bobine.....	47
3.D.	Épaisseur de la bobine.....	48
3.E.	Épaisseur du blindage.....	49
3.F.	Longueur du retour de blindage .....	50
4.	Perturbations du premier solénoïde de la LBE.....	51
4.A.	Courant.....	52
4.B.	Position du solénoïde .....	52
4.C.	Perspectives d'évolutions.....	53
5.	Conclusion .....	53
<b>V.</b>	<b>Conception électrique .....</b>	<b>57</b>
1.	Optimisation du faisceau extrait avec Axcel-Inp .....	57
1.A.	Structure du code d'extraction .....	57
1.B.	Cadre de la simulation et hypothèses .....	57
1.C.	Optimisation des distances D1 et D2 .....	59
1.D.	Effet du champ de fuite du solénoïde source sur l'extraction du faisceau.....	59
2.	Claquages dans le tube accélérateur .....	60
2.A.	Description du phénomène.....	60
2.B.	Prévention des claquages .....	62
2.B.a.	Minimiser le champ électrique avec OPERA-2D.....	62
2.B.b.	Améliorer le vide dans le tube accélérateur .....	63
<b>VI.</b>	<b>Conception mécanique.....</b>	<b>65</b>
1.	La chambre plasma à dimensions variables .....	65
2.	Le tube accélérateur.....	66
3.	Les électrodes EM1, EM2 et REP .....	67
4.	L'intégration de la source sur la LBE.....	70
<b>VII.</b>	<b>Optimisation de la LBE .....</b>	<b>71</b>
1.	Le code de calculs.....	71
1.A.	Structure du code de transport.....	71
1.B.	Cadre de la simulation et hypothèses .....	71
2.	Résultats pour un faisceau de 100 mA – 95 kV .....	75
2.A.	LBE classique raccourcie .....	75
2.B.	Mini LBE.....	79

3.	Résultats pour un faisceau de 40 mA – 40 kV .....	81
4.	Conclusion .....	83
<b>VIII.</b>	<b>Simulations du plasma ECR.....</b>	<b>85</b>
1.	Le code de calculs.....	85
1.A.	Structure du code de calculs.....	85
1.B.	Cadre de la simulation et hypothèses .....	86
2.	Réduction de la longueur de la chambre plasma .....	89
3.	Réduction du rayon de la chambre plasma.....	90
4.	Conclusion .....	92
<b>PARTIE III :</b>	<b>RÉSULTATS OBTENUES AVEC LA SOURCE ALISES .....</b>	<b>93</b>
<b>IX.</b>	<b>Décharges Penning dans le tube accélérateur.....</b>	<b>95</b>
1.	Observations .....	95
2.	Mouvement d’une particule dans un piège de Penning.....	96
2.A.	Résolution suivant $Oz$ : .....	97
2.B.	Résolution dans le plan $xOy$ :.....	97
2.C.	Mouvement global.....	98
3.	Simulation du phénomène avec Opera-3D.....	99
3.A.	Cadre de la simulation et hypothèses .....	99
3.B.	Cohérence avec le piège de Penning .....	99
3.C.	Vérification de la méthode avec les sources IFMIF et SPIRAL2 .....	101
3.D.	Cas de la source ALISES .....	103
4.	Résolution du problème.....	104
4.A.	Solution à court terme .....	104
4.B.	Solution à long terme .....	105
5.	Conclusion .....	106
<b>X.</b>	<b>Mesures sur le faisceau extrait de la source ALISES .....</b>	<b>109</b>
1.	Le banc test BETSI.....	109
2.	Résultats obtenus sur ALISES sur le courant de $H^+$ .....	110
2.A.	Interaction RF - plasma .....	110
2.B.	Réduction des dimensions de la chambre plasma .....	112
2.B.a.	Réduction de la longueur de la chambre plasma .....	112
2.B.b.	Réduction du diamètre de la chambre plasma .....	115
3.	Conclusion .....	117
<b>XI.</b>	<b>Mesures par réflectométrie du plasma ECR .....</b>	<b>120</b>
1.	Dispositif expérimental.....	120
2.	Problèmes rencontrés pour l’interprétation des mesures.....	122
3.	Effets de la longueur de la chambre plasma sur la phase .....	123

<b>Conclusion.....</b>	<b>127</b>
<b>Annexes .....</b>	<b>131</b>
1. Formules de la feuille de calcul d'un solénoïde .....	131
1.A. Bobine .....	131
1.A.a. Nombre d'Ampère-tours par bobine.....	131
1.A.b. Nombre de couches .....	131
1.A.c. Nombre de spires par couche .....	131
1.A.d. Nombre de spires total.....	131
1.A.e. Pas entre deux couches.....	132
1.A.f. Pas entre deux spires.....	132
1.A.g. Epaisseur réelle isolant compris .....	132
1.A.h. Hauteur réelle isolant compris .....	132
1.A.i. Longueur moyenne par spire .....	132
1.A.j. Masse du conducteur creux .....	132
1.B. Conducteur .....	133
1.B.a. Section utile .....	133
1.B.b. Résistivité du conducteur à la température maximum du fluide.....	133
1.B.c. Longueur totale estimée par bobine .....	133
1.C. Caractéristiques électriques.....	133
1.C.a. Courant.....	133
1.C.b. Tension totale .....	133
1.C.c. Résistance totale.....	133
1.C.d. Puissance totale .....	134
1.C.e. Densité de courant.....	134
1.C.f. Self ou Inductance.....	134
1.D. Refroidissement.....	134
1.D.a. Nombre de circuits par bobine .....	134
1.D.b. Nombre de spires par circuit .....	134
1.D.c. Longueur d'un circuit .....	135
1.D.d. Elévation de température .....	135
1.D.e. Viscosité cinématique à la température moyenne.....	135
1.D.f. Débit d'un circuit .....	135
1.D.g. Débit total .....	135
1.D.h. Vitesse d'écoulement.....	136
1.D.i. Nombre de Reynolds.....	136
1.D.j. Rugosité maximum.....	136
2. Mesures du coefficient de réflexion .....	137
<b>Références .....</b>	<b>139</b>

# Liste des constantes physiques

- $e$  Charge élémentaire :  $e \approx 1,60217653 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}$
- $c$  Célérité de la lumière dans le vide :  $c \approx 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
- $\mu_0$  Perméabilité magnétique du vide :  $\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg} \cdot \text{m} \cdot \text{A}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$
- $\varepsilon_0$  Permittivité diélectrique du vide :  $\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} \approx 8,854187817 \cdot 10^{-12} \text{ A}^2 \cdot \text{s}^4 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-3}$
- $m_e$  Masse de l'électron :  $m_e \approx 9,1093826 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
- $\rho_{20^\circ\text{C}}$  Résistivité du cuivre à 20°C :  $\rho_{20^\circ\text{C}} \approx 1,724 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$
- $\alpha_T$  Coefficient de température du cuivre :  $\alpha_T = 0,393 \text{ \%} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$
- $\rho_{\text{cuivre}}$  Densité du cuivre à 20°C :  $\rho_{\text{cuivre}} \approx 8,89 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
- $C_{\text{cal}}$  Constante de conversion Calories en Joules :  $C_{\text{cal}} = 4,1855$

## *Liste des constantes physiques*

# Liste des abréviations

- ALISES : Advanced Light Ions Source Extraction System.
- BETSI: Banc d'Études et de Tests des Sources d'Ions.
- CAO : Conception Assistée par Ordinateur.
- CEA : Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives.
- DTL : Drift Tube Linac.
- ECR : Electron Cyclotron Resonance.
- EI : Électrode Intermédiaire.
- EM1 / EM2 : Électrode de Masse 1 / 2.
- ESS : European Spallation Source.
- FAIR : Facility for Antiproton and Ion Research.
- HT : Haute Tension.
- IFMIF : International Fusion Materials Irradiation Facility.
- IPHI : Injecteur de Protons Haute Intensité.
- IRFU : Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers.
- LBE : Ligne Basse Énergie.
- LBE1 / LBE2 : Solénoïde de Ligne Basse Énergie 1 / 2.
- LEDA : Laboratoire d'Études et de Développements des Accélérateurs.
- LHC : Large Hadrons Collider.
- LINAC4 : LINear ACcelerator 4.
- MYRRHA : Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications.
- REP : Électrode REPousseuse.
- RFQ : Radio Frequency Quadrupole.
- SACM : Service des Accélérateurs, de Cryogénie et de Magnétisme.
- SILHI : Source d'Ions Légers Haute Intensité.
- SPIRAL2 : Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de 2<sup>ème</sup> génération.

*Liste des abréviations*

SOPHI : SOurce de Positons de Haute Intensité.

TOS : Taux d'Ondes Stationnaires.

VNA : Vector Network Analyser.

XFEL : X-ray Free-Electron Laser.

# Liste des figures

Figure I.1 : Schéma de principe d'un accélérateur de hadrons.....	7
Figure I.2 : Potentiel créé par la charge d'espace (gauche) et par la compensation de charge d'espace (droite).....	9
Figure I.3 : Constitution d'un injecteur de protons.....	10
Figure I.4 : Coupe dans le plan $(x, y)$ d'un faisceau de particules.....	11
Figure I.5 : Projection d'un faisceau divergent (gauche) et convergent (droite) dans le plan $(x, x')$ .....	11
Figure I.6 : Ellipse d'émittance et paramètres de Twiss d'un faisceau.....	12
Figure I.7 : Champs électriques et magnétiques appliqués au faisceau.....	14
Figure II.1 : Caractéristiques température-densité de certains plasmas.....	22
Figure II.2 : Géométrie de la propagation de l'onde.....	23
Figure II.3 : Principe de la résonance cyclotronique électronique.....	26
Figure II.4 : Relations de dispersion des modes gauche et droite.....	27
Figure II.5 : Section efficace d'ionisation de $H_2$ par impact électronique.....	28
Figure II.6 : Plan schématique de la création d'un plasma ECR dans la source SILHI.....	30
Figure II.7 : Schéma des électrodes d'extraction de SILHI.....	31
Figure II.8 : Potentiel sur l'axe de la source SILHI.....	32
Figure II.9 : Schéma du tube accélérateur de SILHI.....	33
Figure III.1 : Création d'un plasma ECR dans la source ALISES.....	38
Figure III.2 : Schéma du tube accélérateur de la source ALISES.....	40
Figure IV.1 : Coupe d'un solénoïde en galettes doubles.....	42
Figure IV.2 : Schéma du solénoïde source.....	45
Figure IV.3 : Optimisation du rayon externe de la bobine.....	47
Figure IV.4 : Optimisation du rayon interne de la bobine.....	48
Figure IV.5 : Optimisation de l'épaisseur de la bobine.....	49
Figure IV.6 : Optimisation de l'épaisseur du blindage.....	50
Figure IV.7 : Optimisation de la longueur du retour de blindage.....	50
Figure IV.8 : Comparaison du champ magnétique le long de la LBE entre ALISES et IFMIF.....	51
Figure IV.9 : Variations de $\Delta_B$ en fonction du courant et limite de saturation du blindage.....	52
Figure IV.10 : Variations de $\Delta_B$ en fonction de $\Delta_s$ . Rôle du blindage source.....	53
Figure IV.11 : Champ magnétique théorique et mesuré sur solénoïde source.....	54
Figure V.1 : Paramètres d'extraction d'un faisceau d'ions $H^+$ , $H_2^+$ et $H_3^+$ avec le code Axcel-Inp.....	58
Figure V.2 : Courbe de Paschen pour des claquages sous $H_2$ .....	60
Figure V.3 : Exemple de claquages diélectriques sur l'électrode HTEI de la source ALISES obtenus lors du démarrage et de la formation des surfaces du tube accélérateur.....	62
Figure V.4 : Cartes de champs électriques pour 95 kV (à gauche) et 40 kV (à droite).....	63
Figure V.5 : Schématisation de la source ALISES pour le calcul de vide théorique.....	63
Figure VI.1 : Chambre plasma à dimensions variables.....	65
Figure VI.2 : Schéma de l'ensemble de la chambre plasma.....	66
Figure VI.3 : Schéma du tube accélérateur de la source ALISES.....	67
Figure VI.4 : Schéma des électrodes de la source SILHI.....	68
Figure VI.5 : Photo de l'électrode EI de la source SILHI.....	68
Figure VI.6 : Schéma du tube accélérateur de la source ALISES.....	69
Figure VI.7 : Intégration de la source ALISES dans son environnement.....	70
Figure VII.1 : Ligne LBE dite « classique » de IFMIF-EVEDA.....	72
Figure VII.2 : Ligne LBE « classique ».....	73
Figure VII.3 : Ligne LBE « mini-LBE ».....	73
Figure VII.4 : Ligne Basse Energie longue de 2,05 m.....	75
Figure VII.5 : Ligne Basse Energie type ALISES de 1,75 m de long.....	76



## Liste des figures

Figure VII.6 : Ligne Basse Energie très courte de longueur 1,45 m.....	77
Figure VII.7 : Champ magnétique maximum de LBE1 (en bleu) et force de charge d'espace entre deux particules en $1rb2$ (en rouge) en fonction de la distance source – LBE1.....	78
Figure VII.8 : Evolution de l'émittance 4D en fonction de la distance source – LBE1.....	78
Figure VII.9 : Champ magnétique maximum de LBE1 (Mini-LBE en bleu et LBE classique en rouge) en fonction de la distance source – LBE1. ....	79
Figure VII.10 : Champ magnétique maximum de LBE2 (Mini-LBE en bleu et LBE classique en rouge) en fonction de la distance source – LBE1. ....	80
Figure VII.11 : Evolution de l'émittance 4D en fonction de la distance source – LBE1 pour une mini LBE (en bleu) et une LBE classique (en rouge). ....	80
Figure VII.12 : Champ magnétique maximum de LBE1 (40 mA en bleu et 100 mA en rouge) en fonction de la distance source – LBE1. ....	81
Figure VII.13 : Champ magnétique maximum de LBE2 (40 mA en bleu et 100 mA en rouge) en fonction de la distance source – LBE1. ....	82
Figure VII.14 : Evolution de l'émittance 4D en fonction de la distance source – LBE1 pour une mini LBE 40 mA.....	82
Figure VIII.1 : Procédure de calcul du code SolMaxP.....	86
Figure VIII.2 : Géométrie du système dans les simulations SolMaxP. ....	87
Figure VIII.3 : Courbes de sections efficaces utilisées pour les collisions. ....	88
Figure VIII.4 : Comparaison entre l'énergie moyenne simulée des électrons et le courant extrait de la source SILHI. ....	89
Figure VIII.5 : Distribution en énergie des électrons sur l'axe de symétrie de la chambre plasma. ....	90
Figure VIII.6 : Distribution en énergie des électrons selon x et y dans le plan z à 10 mm des ridges.....	91
Figure VIII.7 : Evolution de l'énergie moyenne des électrons en fonction du rayon de la chambre plasma. .	91
Figure IX.1 : Support des électrodes de masse (en haut à gauche) ; électrode EI (en haut à droite) ; électrode EM1 (en bas à gauche) ; électrode plasma HT (en bas à droite).....	96
Figure IX.2 : Configuration électromagnétique d'un piège de Penning parfait. ....	97
Figure IX.3 : Mouvement de la particule dans le plan xOy.....	98
Figure IX.4 : Mouvement global d'une particule soumise à champ électrique quadripolaire et un champ magnétique longitudinal. ....	98
Figure IX.5 : Electrode REP avec un champ B dans le sens usuel et un champ E inversé.....	100
Figure IX.6 : Orientation des champs électriques et magnétiques dans le plan xOz entre l'électrode REP et les électrodes EM1 et EM2.....	100
Figure IX.7 : Carte de champ électrique en $V.m^{-1}$ dans le plan xOz entre les électrodes REP et EM1, EM2. .....	101
Figure IX.8 : Trajectoires des électrons dans le tube accélérateur de la source IFMIF. ....	102
Figure IX.9 : Trajectoires des électrons dans le tube accélérateur de la source SPIRAL2. ....	102
Figure IX.10 : Electrons piégés dans le tube accélérateur de la source ALISES. ....	103
Figure IX.11 : Destruction des feuilles de Kapton dans le tube accélérateur de la source ALISES. ....	104
Figure IX.12 : Carte de champ électrique en $V.m^{-1}$ dans le plan xOz dans le tube accélérateur de la source ALISES.....	105
Figure IX.13 : Nouvelle configuration électrique sans décharges PENNING du tube accélérateur de la source ALISES. ....	106
Figure X.1 : Banc d'Etudes et de Tests des Sources d'Ions (BETSI). ....	110
Figure X.2 : Photos du plasma pour différentes puissances du magnétron. ....	111
Figure X.3 : Champ magnétique B en fonction du rayon au niveau de la zone de résonance à $z = -100$ mm. .....	112
Figure X.4 : Chambre plasma (à gauche) et piston RF (à droite). ....	113
Figure X.5 : Courant de $H^+$ extrait de la source ALISES avec une chambre plasma de dimension $\varnothing 90 -$ L100.....	113
Figure X.6 : Evolution du courant dans le solénoïde source en fonction de la longueur de la chambre plasma. ....	114

Figure X.7 : Evolution du courant de H <sup>+</sup> extrait de la source en fonction de la longueur de la chambre plasma. ....	114
Figure X.8 : Mécanisme d'ionisation dans la chambre plasma. ....	115
Figure X.9 : Evolution du débit de gaz en fonction de la longueur de la chambre plasma. ....	115
Figure X.10 : Réduction du diamètre de la chambre plasma par l'ajout d'un cylindre supplémentaire. ....	116
Figure X.11 : Evolution du courant de H <sup>+</sup> extrait en fonction du diamètre de la chambre plasma.....	116
Figure X.12 : Taux d'émission secondaire d'électrons pour le cuivre.....	117
Figure XI.1 : Schéma de principe du dispositif expérimental de réflectométrie sur BETSI. ....	121
Figure XI.2 : Spectre du coefficient de réflexion pour une chambre plasma de longueur 100 mm et de diamètre 90 mm.....	123
Figure XI.3 : Mesures de la phase de l'onde sonde en fonction de la longueur de la chambre plasma. ....	124

*Liste des figures*

# Liste des tableaux

Tableau IV.1 : Dimensions du solénoïde source.....	46
Tableau IV.2 : Tableau récapitulatif des caractéristiques du solénoïde source.....	55
Tableau V.1 : Caractéristiques du système d'extraction pour 95 kV et 40 kV.....	59
Tableau V.2 : Caractéristiques de 5 pompes différentes.....	64
Tableau VII.1 : Caractéristiques des solénoïdes LBE classique (colonne de gauche) et mini (colonne de droite). .....	74
Tableau VIII.1 : Collisions retenues dans les calculs SolMaxP.....	88



# Introduction

On peut considérer que l'histoire de l'accélération de particules débuta avec le tube de Crooks en 1895 qui permit d'accélérer des électrons jusqu'à quelques keV. Cette invention rendit possible l'étude des rayonnements X émis par des électrons d'un atome passant d'un état excité à un état stable, ouvrant ainsi la voie à toutes les applications des rayonnements X utilisées à ce jour. Afin d'explorer de nouveaux domaines, les physiciens ont commencé à vouloir augmenter l'énergie des particules accélérées. C'est ainsi que l'on vit naître les premiers véritables accélérateurs dès les années 1930 avec les appareils de John Douglas Cockroft et Ernest Thomas Sinton Walton (première désintégration d'un noyau grâce à un accélérateur électrostatique à base de redresseurs de tension), de Robert Jemison Van de Graaf (accélérateur à base de lentilles électrostatiques) ou encore de Ernest Orlando Lawrence (cyclotron), qui choisirent ces trois voies différentes pour l'accélération de particules.

Durant presque un siècle, les performances des accélérateurs n'ont cessé d'être améliorées. Les accélérateurs sont aujourd'hui plus qu'un outil pour les physiciens et ont trouvé des applications dans de nombreux domaines : pour la cinétique chimique ou biochimique, le développement et les tests des nouveaux matériaux, le traitement de certains cancer, les réacteurs nucléaires, la fusion nucléaire ou encore la transmutation des déchets radioactifs. Les accélérateurs sont aujourd'hui des machines de tailles variées faisant appel à toutes sortes de compétences (génie civil, vide, électromagnétisme, physique, mécanique, électronique, cryogénie...). Le SACM (Service des Accélérateurs, de Cryogénie et de Magnétisme) [1] assure aujourd'hui le développement d'accélérateurs et d'aimants supraconducteurs au sein du CEA/Irfu (Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives / Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers) [2]. Le Laboratoire d'Études et de Développement pour les Accélérateurs (LEDA) regroupe les compétences du SACM concernant la conception, la réalisation et le test de systèmes de production, de transport et d'accélération de faisceaux de particules chargées.

Les accélérateurs sont d'une grande complexité et sont souvent le fruit d'une collaboration entre différents organismes nationaux ou internationaux dont le CEA de Saclay est un acteur majeur. Il participe aujourd'hui à plusieurs programmes tels que :

- ESS [3] (European Spallation Source)
- FAIR [4] (Facility for Antiproton and Ion Research)
- IFMIF [5] (International Fusion Materials Irradiation Facility)
- IPHI [1] (Injecteur de Protons Haute Intensité)
- SPIRAL2 [6] (Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne de 2<sup>ème</sup> génération)
- XFEL [7] (X-ray Free-Electron Laser)
- LHC [8] (Large Hadron Collider)
- LINAC4 [9] (LINear Accelerator 4 pour le LHC)
- MYRRHA [10] (Multi-purpose hYbrid Research Reactor for High-tech Applications)

- SOPHI [2] (Source de Positons de Haute Intensité)

## 1. Motivations et objectifs

Avec la multiplication des applications possibles des accélérateurs dans l'industrie ou les centres de recherche, il est devenu nécessaire de produire des sources de particules plus fiables, moins coûteuses et plus intenses. C'est pourquoi le LEDA a entrepris le développement et la construction des sources ECR (Electron Cyclotron Resonance) d'ions légers dès 1996 avec la construction d'une première Source d'Ions Légers Haute Intensité (SILHI). Cette source permet, par la superposition entre une onde électrique radiofréquence et un champ magnétique, la création d'un plasma dont on extrait les ions par un potentiel électrique adapté. La source SILHI a ainsi produit un faisceau de 100 mA à 100 kV d'ions  $H^+$  avec une émittance inférieure à  $0,2 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  de manière très reproductible et très fiable. L'exploitation de ce premier prototype depuis 15 ans a permis de dégager des pistes possibles pour améliorer ce type de sources.

Par l'effet de la charge d'espace, l'émittance du faisceau ne peut que croître le long de l'injecteur. Cet effet mène à l'idée de réduire la longueur totale de l'injecteur et donc de la LBE (Ligne Basse Énergie), conduisant le LEDA à entreprendre le développement d'une nouvelle source ECR :

*ALISES (Advanced Light Ion Source Extraction System)*

Cette nouvelle source ALISES doit permettre de répondre à plusieurs objectifs :

- Réduire la longueur de la LBE afin de limiter l'augmentation d'émittance.
- Simplifier le fonctionnement des sources ECR d'ions légers.
- Explorer la possibilité de réduire les dimensions des sources ECR d'ions légers.
- Explorer et mieux comprendre les mécanismes d'interactions entre l'onde radiofréquence et le plasma.

Dans le but de répondre à tous ces objectifs, la production et l'extraction des ions de la source ALISES est réalisée par l'intermédiaire du champ de fuite d'un solénoïde. Cette idée originale, brevetée par le CEA, est le fruit d'une réflexion menée par O. Tuske et O. Delferrière en 2008.

## 2. Organisation de la thèse

L'objet de cette thèse consiste en l'étude, la fabrication et les tests de cette nouvelle source ECR. Un travail sur les sources d'ions pour accélérateur se trouve à l'interface entre plusieurs disciplines : les plasmas et de l'interaction ondes-plasmas, les accélérateurs, l'électromagnétisme, le vide et la haute tension. Une grande partie du travail repose donc sur les calculs électromagnétiques préluant à sa conception, la compréhension des différents problèmes rencontrés lors du démarrage de la source ALISES et l'exposition de solutions

adéquates et durables. Les difficultés rencontrées ont néanmoins largement été compensées par les découvertes et avancées apportés dans le domaine des sources ECR d'ions légers.

La décomposition de cette thèse se fait donc en trois grandes parties. La première partie expose les éléments indispensables à l'analyse du sujet et se consacre à une description d'un injecteur de protons haute intensité et d'une source ECR d'ions légers.

Le premier chapitre établit les bases et les outils nécessaires à la compréhension de ce document. Nous y décrivons le fonctionnement global d'un accélérateur, puis nous nous concentrerons sur le rôle des injecteurs pour enfin introduire les notions de dynamique faisceau, d'émittance, et de grossissement d'émittance dans une LBE.

Le deuxième chapitre explique le principe de fonctionnement d'une source d'ions. Nous y aborderons les notions de plasma et d'interaction onde-plasma afin de décrire le principe de résonance ECR. Nous exposerons aussi le schéma de principe de fonctionnement de la source SILHI.

La deuxième partie, plus technique, détaille la méthode et les moyens utilisés afin de concevoir la source ALISES.

Le troisième chapitre expose l'intérêt de la construction de la nouvelle source ALISES. Nous expliquerons en quoi cette source est différente et ce qu'elle doit apporter théoriquement dans le domaine des sources ECR d'ions légers.

Les quatrième, cinquième et sixième chapitres expliquent la méthode de conception magnétique, électrique et mécanique de la source ALISES. Nous verrons alors comment fut optimisé le solénoïde source qui permet de produire le champ magnétique nécessaire à l'établissement du plasma ECR. Nous verrons aussi comment fut déterminé la forme et la position des électrodes d'extraction des ions de la chambre plasma. Pour la partie mécanique, nous aborderons la conception de la chambre plasma à dimensions variables, le refroidissement et le pompage de la source ALISES.

Le septième chapitre présente les résultats obtenus lors des simulations de transport du faisceau dans une LBE. Nous nous attacherons à exploiter la réduction de la longueur de la LBE permise par la source ALISES afin de limiter l'augmentation d'émittance du faisceau.

Le huitième chapitre expose les résultats obtenus par simulation de l'interaction entre l'onde radiofréquence et le plasma lors de la réduction des dimensions géométriques de celle-ci. Ces simulations permettront de mieux comprendre comment les électrons sont chauffés dans la chambre plasma. Il sera ainsi possible de déterminer un ordre de grandeur de l'énergie des électrons ainsi que de la taille de la zone de chauffage ECR.

La troisième partie expose les résultats expérimentaux obtenus avec le démarrage de la source ALISES complétés par des calculs permettant de mieux comprendre les phénomènes présents. Nous présenterons aussi les résultats concernant le faisceau extrait de la source ALISES. Enfin, nous tenterons de répondre aux différentes questions sur la formation et la dynamique du plasma, ainsi que sur l'interaction entre l'onde radiofréquence et le plasma.



## *Introduction*

Le neuvième chapitre traite des problèmes de décharges Penning présents lors du démarrage de la source ALISES. Nous présenterons le phénomène physique observé, les différentes méthodes utilisées pour résoudre ce problème, ainsi que les simulations servant à prédire la localisation de ces décharges Penning dans le tube accélérateur.

Le dixième chapitre expose les résultats expérimentaux obtenus sur le faisceau lors de son extraction de la source ALISES et de son transport dans le banc test BETSI (Banc d'Etudes et de Tests des Sources d'Ions). Nous verrons en particulier l'influence des dimensions de la chambre plasma cylindrique (longueur, diamètre) sur le faisceau extrait.

Le onzième chapitre est consacré à l'étude du plasma ECR d'un point de vue expérimental par réflectométrie radiofréquence afin de réaliser une mesure de la densité électronique des électrons, du coefficient de réflexion de l'onde radiofréquence et de la phase en fonction des dimensions de la chambre plasma.

En conclusion, nous exposerons les principaux résultats obtenus avec la source ALISE et nous nous attacherons à définir les perspectives nouvelles pour les prochaines sources ECR d'ions légers.

PARTIE I :

PROBLÉMATIQUE DES  
INJECTEURS DE HADRONS  
ACTUELS





# Définition d'un injecteur de hadrons

Ce chapitre est destiné à expliquer sommairement le fonctionnement d'un injecteur de hadrons. Afin de comprendre la place de l'injecteur dans un accélérateur, nous commencerons par exposer le fonctionnement des accélérateurs de hadrons les plus fréquemment rencontrés au sein du LEDA. Nous préciserons ensuite de manière formelle les notions de dynamique faisceau nécessaire à la compréhension de cette thèse, notamment les notions de charge d'espace, de compensation de charge d'espace et d'émittance. Pour en avoir une description plus précise, nous incitons le lecteur à se référer à [11] [12] [13].

## 1. L'injecteur : Premier élément d'un accélérateur

Nous ne nous attarderons pas à trop détailler chacun des composants d'un accélérateur car les technologies employées diffèrent fortement. Cependant, pour les besoins de cette thèse, nous pouvons résumer un accélérateur de hadrons en trois parties : la production de hadrons (protons, ions), l'extraction et une pré-accélération d'un faisceau grâce à l'injecteur, l'accélération du faisceau, et son utilisation (cf. Figure I.1).

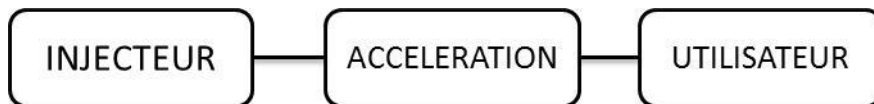


Figure I.1 : Schéma de principe d'un accélérateur de hadrons.

L'étape de l'accélération du faisceau peut prendre deux formes différentes :

- *Les accélérateurs circulaires* dans lesquels le faisceau réalise un grand nombre de tours. Ils permettent d'obtenir des faisceaux de très grande énergie. Pour exemple, le LHC (Large Hadron Collider) à la frontière franco-suisse, atteint 27 km de circonférence et une énergie de 7 TeV [8].
- *Les accélérateurs linéaires* permettent d'accélérer le faisceau sur une portion droite. Il y a alors moins de pertes d'énergie par rayonnement synchrotron et le courant du faisceau peut être plus élevé. Cependant, pour atteindre de très grandes énergies, il est nécessaire d'avoir des accélérateurs de plus en plus long. Une longueur de 500 m est ainsi nécessaire pour obtenir un faisceau de protons de 18 mA à 1 GeV dans le cas du projet ESS [3].

Le faisceau est ensuite transmis aux utilisateurs, soit directement pour réaliser des expériences sur les matériaux par exemple, soit indirectement en produisant via une cible des produits secondaires tels des neutrons ou des ions radioactifs. Durant tout son trajet dans l'accélérateur, le faisceau est transporté dans une chambre dans laquelle règne un vide allant de 1 à  $10^{-5}$  Pa.

## 2. Forces dominantes dans un faisceau de protons haute intensité

Concentrons notre description d'un accélérateur sur la partie injecteur qui concerne directement cette thèse. Le rôle d'un injecteur est de produire un faisceau d'ions de bonne qualité afin qu'il puisse être accéléré. Cette étape est primordiale car elle détermine les performances globales de l'accélérateur. Pour cela, nous devons transporter le faisceau dans une chambre à vide et lui donner les caractéristiques requises pour son accélération. Pour comprendre le fonctionnement d'un injecteur de protons et définir ces caractéristiques, nous devons commencer par décrire les différents phénomènes physiques présents lors du transport d'un faisceau d'ions.

### 2.A. La charge d'espace

Les particules formant un même faisceau et possédant une charge de même signe subissent des forces de Coulomb répulsives. Chacune des particules est soumise à l'intégralité des forces exercées par le reste des particules du faisceau. Ce phénomène a donc comme conséquence de faire diverger le faisceau dès la sortie de la source. En appliquant le théorème de Gauss et en considérant le cas d'un faisceau continu, parallèle et de distribution uniforme (de rayon  $r_b$  et transportant une densité de courant  $i$  avec des particules ayant toutes la vitesse  $v_z$ ), la force électrique exercée sur une particule du faisceau de charge  $e$  à un rayon  $r$  s'écrit :

$$\vec{F}_{CE_e} = \frac{ei}{2\varepsilon_0 v_z} \vec{r} \quad \text{Équation I.1}$$

Une représentation de cette force dans le plan  $(x, y)$  est donnée sur la [Figure I.2](#).

Etant donné que les particules du faisceau se déplacent dans le même sens. Elles induisent alors un champ magnétique  $B_\theta$  et, par conséquent, une force attractive qui s'exprime :

$$\vec{F}_{CE_m} = -\frac{ev_z \mu_0 i}{2} \vec{r} \quad \text{Équation I.2}$$

La somme de ces deux forces forme alors la force dite de charge d'espace. La force de charge d'espace renferme alors à la fois une force de répulsion électrostatique et une composante d'attraction magnétique sous la forme :

$$\vec{F}_{CE_{e+m}} = (1 - \beta^2) \frac{ei}{2\varepsilon_0 v_z} \vec{r} \quad \text{Équation I.3}$$

$\beta = v_z/c$  : vitesse réduite de la particule

On comprend dans cette équation que dans le cas d'un faisceau de faible énergie comme dans une LBE, où  $\beta \ll 1$ , la force de charge d'espace est alors forte.

## 2.B. La compensation de charge d'espace

Dans le cas des faisceaux intenses d'ions de faible énergie, il existe un phénomène d'ionisation du gaz résiduel dans la chambre à vide créant ainsi des électrons et des ions. Dans notre cas, ce gaz résiduel est composé essentiellement de dihydrogène provenant de la source ECR. Le vide est alors compris entre 1 et  $10^{-2}$  Pa. Nous considérerons donc que les réactions d'ionisations auront lieu entre les protons du faisceau et les molécules  $H_2$  du gaz résiduel. Le potentiel de charge d'espace créé par le faisceau d'ions positifs est alors modifié par les électrons et les ions créés par cette ionisation. Le faisceau d'ions est alors à même d'attirer les électrons et de les piéger transversalement à l'intérieur du faisceau (cf. Figure I.2). Le potentiel du faisceau tend donc à diminuer de sorte que la force de charge d'espace résultante de ce potentiel est réduite. Dans ces conditions, le faisceau est moins divergent et il est alors plus facile de le transporter sur de longues distances.

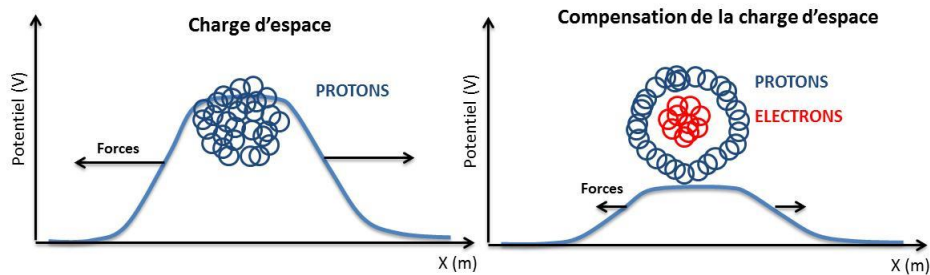


Figure I.2 : Potentiel créé par la charge d'espace (gauche) et par la compensation de charge d'espace (droite).

La présence des ions créés par ionisation et des éléments magnétiques de l'injecteur entraîne une distribution non uniforme des électrons dans l'espace. La force de charge d'espace résultant de l'ensemble des distributions des ions et des électrons est donc fortement non linéaire.

## 3. Constitution d'un injecteur de protons

Considérant ainsi qu'un faisceau de particules chargées tend naturellement à diverger, il est nécessaire d'utiliser des éléments de focalisation magnétique ou électrique. Un injecteur est alors constitué de plusieurs parties :

- d'une source d'ions qui permet de créer et d'extraire un faisceau d'ions de faible énergie (100 keV pour la source SILHI alors qu'il est de plusieurs GeV à la fin d'un accélérateur)
- d'une Ligne Basse Énergie (LBE)

- d'éléments qui permettent de combiner focalisation électrostatique, mise en paquet et accélération du faisceau (de type RFQ<sup>1</sup>)

Dans un RFQ, il n'existe qu'une seule valeur possible des paramètres faisceau pour un transport adapté. Si l'on suppose que le faisceau est de symétrie cylindrique, ces paramètres peuvent être ajustés à l'aide de deux éléments de focalisation. Dans le cas des faisceaux intenses d'ions légers, il a été choisi d'utiliser deux solénoïdes magnétiques. De plus, nous devons connaître le plus précisément possible les caractéristiques du faisceau par l'intermédiaire de diagnostics (émittancemètre, mesure de courant, mesure de profil du faisceau par tomographie). Dans le cadre de cette thèse, un injecteur sera donc organisé suivant la [Figure I.3](#) :

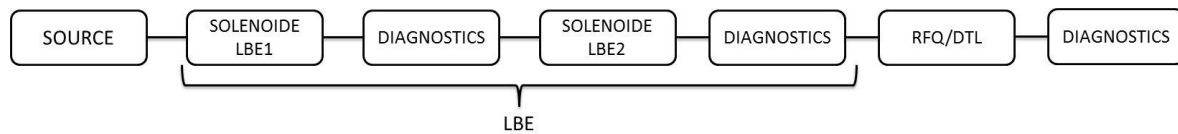


Figure I.3 : Constitution d'un injecteur de protons.

## 4. Description d'un faisceau de particules

Dans les paragraphes précédents, nous cherchions à fixer des paramètres faisceau. Ceux-ci sont définis par la façon dont on décrit le faisceau de particules. Il existe 3 modèles principaux décrivant un faisceau. On peut le décrire par :

- ses propriétés statistiques en modélisant la distribution du faisceau par sa matrice de covariance.
- un échantillonnage de macro-particules représentant le faisceau.
- des fonctions de distribution du faisceau. (Cette troisième voie est peu utilisée)

La première voie permet de transporter le faisceau dans des conditions simplifiées en considérant des forces linéarisées autour d'une particule de référence. Cette voie permet une description très rapide du comportement du faisceau pour la définition et le réglage des principaux éléments de l'accélérateur tels que les aimants ou les cavités accélératrices. La seconde voie, utilisée dans le cadre de cette thèse, permet de calculer l'évolution des propriétés du faisceau en intégrant les forces non linéaires externes ou internes du faisceau.

Chacune des macro-particules d'un faisceau peuvent être projetées dans un espace des phases à 6 dimensions  $(x, x', y, y', z, z')$  où  $x, y$  et  $z$  définissent la position d'une particule et  $x' = \frac{p_x}{p}$  ;  $y' = \frac{p_y}{p}$  ;  $z' = \frac{p_z}{p}$  définissent la divergence avec  $p$  l'impulsion de la particule de référence,  $p_x, p_y, p_z$  sont respectivement les impulsions en  $x, y, z$  de la particule. On

---

<sup>1</sup> Les RFQ (Radio Frequency Quadrupole) sont des cavités à l'intérieur desquelles il est possible de faire résonner une onde électrique radiofréquence. Nous invitons le lecteur qui souhaite en connaître d'avantage sur ces éléments à se référer à [\[51\]](#)

considère que le faisceau se déplace suivant l'axe  $z$ , le plan  $(x, y)$  constitue donc une coupe du faisceau. On peut projeter dans ce plan toutes les particules du faisceau (cf. Figure I.4).

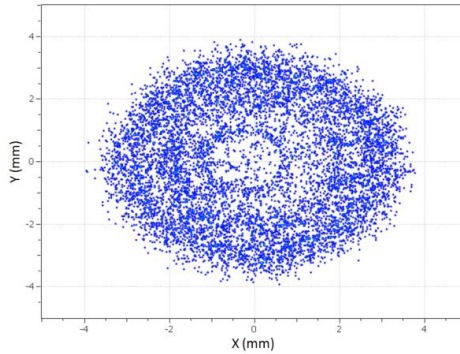


Figure I.4 : Coupe dans le plan  $(x, y)$  d'un faisceau de particules.

Les plans  $(x, x')$  et  $(y, y')$ , sont les projections de l'espace des phases 6D et contiennent les paramètres transverses du faisceau (cf. Figure I.5).

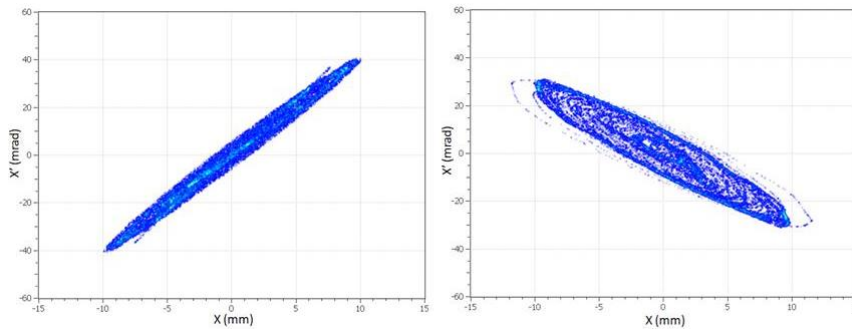


Figure I.5 : Projection d'un faisceau divergent (gauche) et convergent (droite) dans le plan  $(x, x')$ .

A ce stade, on peut déjà déterminer si le faisceau est divergent (à gauche) ou convergent (à droite) en fonction de l'orientation de l'ellipse<sup>1</sup>. *L'émittance quadratique moyenne normalisée* du faisceau ou émittance « rms » est une émittance statistique normalisée définie pour un faisceau centré sur l'axe ( $\langle x \rangle = 0$  et  $\langle x' \rangle = 0$ ) par :

$$\varepsilon_{RMS} = \beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad \text{Équation I.4}$$

$$\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} : \text{facteur de Lorentz}$$

Cette définition de l'émittance n'est pertinente que lorsque les paramètres en  $x$  et  $y$  sont découplés. En présence de champ magnétique axial, les particules tournent autour des lignes de champs et il apparaît un couplage entre les deux plans. On a alors recours à l'émittance 4D définie par :

<sup>1</sup> Les figures présentées ici sont issues d'un faisceau de protons extrait d'une source ECR. Lors des mesures d'émittances, des phénomènes non linéaires comme l'interaction du faisceau avec le gaz résiduel de la chambre à vide, la charge d'espace, ou bien encore un mauvais alignement des éléments magnétiques entraînent généralement une déformation de ces figures.



## Définition d'un injecteur de hadrons

$$\varepsilon_{4D} = \beta^2 \gamma^2 \det^{1/2} \begin{pmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle & \langle xy \rangle & \langle xy' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle & \langle x'y \rangle & \langle x'y' \rangle \\ \langle xy \rangle & \langle x'y \rangle & \langle y^2 \rangle & \langle yy' \rangle \\ \langle xy' \rangle & \langle x'y' \rangle & \langle yy' \rangle & \langle y'^2 \rangle \end{pmatrix} \quad \text{Équation I.5}$$

Il existe d'autres définitions de l'émittance mais nous n'utiliserons que les notions d'émittance rms transverse géométrique normalisée qui s'exprime en  $\pi.mm.mrad$  et d'émittance 4D en  $(\pi.mm.mrad)^2$ .

Du tirage de particules on peut aussi calculer une matrice faisceau et ainsi revenir au modèle statistique. Le modèle statistique permet de décrire le faisceau comme des ellipses dans l'espace des phases 6D. Une ellipse peut alors être décrite dans le plan  $(x, x')$ <sup>1</sup> (cf. Figure I.6) par l'équation suivante :

$$\varepsilon = \gamma_T x^2 + 2\alpha_T x x' + \beta_T x'^2 \quad \text{Équation I.6}$$

avec  $\beta_T \gamma_T - \alpha_T^2 = 1$ . Les coefficients  $\alpha_T$ ,  $\beta_T$ ,  $\gamma_T$  sont appelés *paramètres de Twiss* du faisceau.

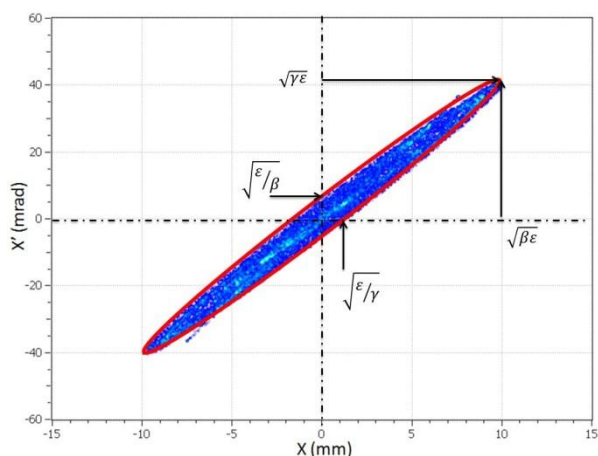


Figure I.6 : Ellipse d'émittance et paramètres de Twiss d'un faisceau.

Le théorème de Liouville peut s'appliquer à la notion d'émittance. Celui-ci énonce que le volume d'une région de l'espace des phases reste constant dans le temps. Il prévoit alors que l'émittance totale ou émittance 6D est invariante le long de  $z$ , depuis la source jusqu'à la cible. Cependant, il existe des cas où ce théorème mathématique ne peut s'appliquer tels que :

- pertes de particules du faisceau
- l'interaction avec le gaz résiduel (diffusion, ionisation, recombinaison)
- l'interaction avec les surfaces métalliques (champ de sillage)
- forces non hamiltoniennes (charge d'espace)

Tous ces phénomènes tendent à modifier les propriétés du faisceau et en particulier l'émittance. Si bien que, dans la pratique, l'émittance du faisceau ne peut que croître le long

<sup>1</sup> L'équivalent dans le plan  $(y, y')$  peut être obtenu en remplaçant  $x$  par  $y$  et  $x'$  par  $y'$ .

de l'injecteur. Ce théorème montre à quel point il est important pour une source de produire un faisceau d'ions de très faible émittance car il est impossible de la diminuer par la suite sans perdre de particules.

## 5. Grossissement d'émittance dans un solénoïde

Lors du transport du faisceau dans la LBE, les paramètres de Twiss vont être modifiés par l'action des champs magnétiques des solénoïdes et l'émittance va croître. Dans cette partie, nous allons évaluer analytiquement et dans un cas simplifié le grossissement d'émittance généré par la charge d'espace du faisceau et par un solénoïde.

### 5.A. Définition de l'émittance radiale

Pour simplifier les calculs, on suppose que tous les solénoïdes sont parfaitement alignés et qu'il n'y a pas de champ de fuite magnétique. Le faisceau initial est supposé de symétrie axiale et possède une émittance initiale nulle. Les résultats sur le grossissement d'émittance dans un solénoïde ont été largement inspirés des travaux de [14] [15] [16]. Nous utiliserons des coordonnées polaires pour décrire le faisceau. L'émittance en coordonnées polaires s'écrit alors<sup>1</sup> :

$$\varepsilon_{RMS} = \frac{\beta\gamma}{2} \sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2} \quad \text{Équation I.7}$$

Pour un faisceau de densité uniforme, la valeur  $\langle r^2 \rangle$  est triviale :  $\langle r^2 \rangle = \frac{r_b^2}{2}$  où  $r_b$  correspond au rayon du faisceau. On suppose que, après avoir traversé le solénoïde, la divergence radiale s'exprime comme :

$$r' = \alpha r + f(r) \quad \text{Équation I.8}$$

Où  $\alpha$  est une constante qui correspond à une variation linéaire de  $r'$ , et où  $f(r)$  représente la partie non linéaire de la variation de la divergence radiale.

On aura donc comme expression de  $\langle r'^2 \rangle$  et de  $\langle rr' \rangle^2$  :

$$\langle r'^2 \rangle = \alpha^2 \langle r^2 \rangle + 2\alpha \langle rf(r) \rangle + \langle f(r)^2 \rangle \quad \text{Équation I.9}$$

$$\langle rr' \rangle^2 = \alpha^2 \langle r^2 \rangle^2 + 2\alpha \langle r^2 \rangle \langle rf(r) \rangle + \langle rf(r) \rangle^2 \quad \text{Équation I.10}$$

L'émittance devient alors :

$$\varepsilon_{RMS}^2 = \frac{\beta^2 \gamma^2}{4} (\langle r^2 \rangle \langle f(r)^2 \rangle - \langle rf(r) \rangle^2) \quad \text{Équation I.11}$$

On remarque donc dans l'Équation I.11 que la partie non linéaire de la variation de  $r'$  entraîne une augmentation d'émittance.

---

<sup>1</sup> Le facteur 2 provient du fait que  $\langle r^2 \rangle = 2\langle x^2 \rangle$  et  $\langle r'^2 \rangle = 2\langle x'^2 \rangle$  et  $\langle rr' \rangle = 2\langle xx' \rangle$  pour un faisceau de symétrie cylindrique.

## 5.B. Equation du mouvement radial dans un solénoïde

Les particules du faisceau avancent le long de l'axe  $z$  à une vitesse  $v_z$  créant ainsi un champ  $B_\theta$  (cf. Figure I.7). La distribution radiale des particules du faisceau créent un champ électrique de charge d'espace  $E_r$ . La vitesse radiale  $v_r$  combinée avec le champ magnétique  $B_{sol}$  créé par le solénoïde LBE entraîne une vitesse de rotation angulaire du faisceau  $v_\theta$ . Cette vitesse entraîne alors un champ diamagnétique  $B_{dia}$  qui s'oppose au champ magnétique  $B_{sol}$ .

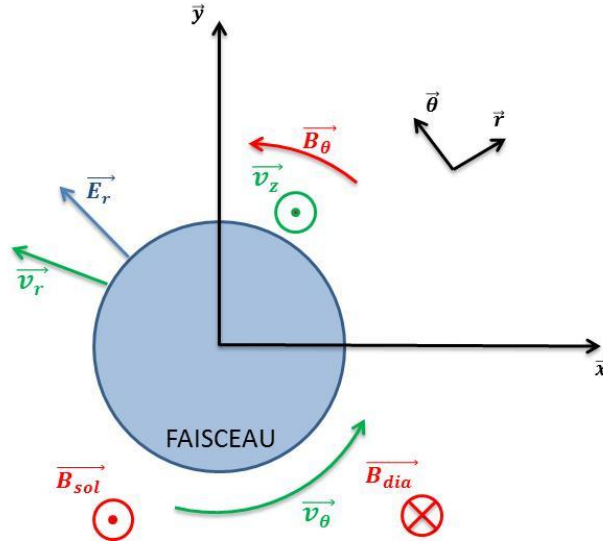


Figure I.7 : Champs électriques et magnétiques appliqués au faisceau.

L'équation du mouvement radial pour un proton d'un faisceau dans la partie centrale d'un solénoïde (où le champ magnétique est supposé purement longitudinal) est donnée par :

$$m_p \frac{d(\gamma v_r)}{dt} = eE_r + ev_\theta(B_{sol} - B_{dia}) - ev_z B_\theta + \frac{\gamma m_p v_\theta^2}{r} \quad \text{Équation I.12}$$

$B_{dia}$  : champ diamagnétique longitudinal créé par le faisceau

$B_\theta$  : champ magnétique azimutal du faisceau

$B_{sol}$  : champ magnétique longitudinal du solénoïde

$E_r$  : champ électrique radial du faisceau

Le dernier terme de l'Équation I.12 est l'expression de la force centrifuge d'une particule qui tourne autour de l'axe  $z$  à une vitesse angulaire  $v_\theta$ .

La vitesse angulaire  $v_\theta$  peut être trouvée par résolution de l'équation du mouvement angulaire de particules possédant une vitesse  $v_r$  et  $v_z$  en présence d'un champ  $B_{sol} - B_{dia}$  :

$$m_p \frac{d(\gamma v_\theta)}{dt} = ev_r(B_{sol} - B_{dia}) \quad \text{Équation I.13}$$

$$v_\theta = \frac{e(B_{sol} - B_{dia})}{\gamma m_p} r \quad \text{Équation I.14}$$

Le champ diamagnétique créé par le faisceau est donné par la loi de Biot et Savart :

$$B_{dia} = \int_r^{r_b} \frac{\mu_0 e B}{\gamma m_p} \rho(r) r dr \quad \text{Équation I.15}$$

$r_b$  : rayon du faisceau

Où  $B$  est le champ magnétique longitudinal total :  $B = B_{sol} - B_{dia}$ .

Avec la présence du champ électrique créé par la charge d'espace, les particules vont avoir une accélération radiale. On aura alors un facteur de Lorentz  $\gamma(r)$  qui dépend du rayon  $r$ . On peut donc écrire le facteur de Lorentz comme :

$$\gamma(r) = \gamma_a + \gamma_1(r) = \gamma_a + \int_0^r \frac{e E_r(r)}{m_p c^2} dr \quad \text{Équation I.16}$$

$\gamma_a$  : facteur de Lorentz le long de l'axe ( $r=0$ )

On suppose maintenant que le faisceau possède une densité  $\rho = \rho_0 r^n$  ( $n$  étant un entier). Le calcul des intégrales des équations précédentes et du champ électrique radial donnent les résultats suivants :

$$E_r = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \frac{r^{n+1}}{n+2} \quad \text{Équation I.17}$$

$$\gamma_1 = \frac{e \rho_0}{\epsilon_0 m_p c^2} \frac{r^{n+2}}{(n+2)^2} \quad \text{Équation I.18}$$

$$\frac{B_{dia}}{B} = \frac{n+2}{2} \left( \frac{\gamma_1(r_b)}{\gamma_a} - \frac{\gamma_1(r)}{\gamma_a} \right) \quad \text{Équation I.19}$$

Considérant l'Équation I.19, on peut exprimer le champ magnétique longitudinal total  $B$  sur l'axe comme :

$$B = B_{sol} \frac{\left[ 1 + \frac{\gamma_1(r) n + 2}{\gamma_a} \right]}{\left[ 1 + \frac{\gamma_1(r_b) n + 2}{\gamma_a} \right]} \quad \text{Équation I.20}$$

Connaissant ainsi les champs  $B$ ,  $B_{sol}$  et  $B_{dia}$ , l'Équation I.14 permet de calculer la vitesse angulaire :

$$v_\theta = \frac{er}{\gamma_a m_p} \frac{B_{sol}}{\left[ 1 + \frac{\gamma_1(r_b) n + 2}{\gamma_a} \right]} \frac{\left[ 1 + \frac{\gamma_1(r) n + 2}{\gamma_a} \right]}{\left[ 1 + \frac{\gamma_1(r)}{\gamma_a} \right]} \quad \text{Équation I.21}$$

Le champ magnétique azimutal  $B_\theta$  créé par le faisceau dans l'Équation I.12 peut être donné en termes de potentiel vecteur par :

$$B_\theta = \frac{\partial}{\partial z} A_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r A_z \quad \text{Équation I.22}$$

## Définition d'un injecteur de hadrons

On peut se référer à [14] afin d'avoir le détail du calcul du champ magnétique azimutal créé par le faisceau :

$$B_\theta = -\frac{\beta}{c} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\phi) + \frac{\beta}{c} \frac{r}{r_b} \frac{d^2 r}{dz^2} \phi_b \chi \quad \text{Équation I.23}$$

$\phi_b = \gamma_b m_p c^2 / 2$  : potentiel scalaire

$\chi$  : paramètre compris entre 0 et 1 qui dépend de la géométrie et de la divergence du faisceau<sup>1</sup>

Nous allons maintenant exprimer la partie non linéaire de l'Équation I.12. Pour continuer et simplifier la lecture, nous utiliserons des points pour les dérivées temporelles et des primes pour les dérivées longitudinales. Le terme  $\frac{d(\gamma\dot{r})}{dt}$  de l'Équation I.12 peut s'exprimer ainsi :

$$\frac{d(\gamma\dot{r})}{dt} = \dot{r} \frac{d\gamma}{dt} + \gamma\ddot{r} = \frac{eE_r}{m_p c^2} \dot{r}^2 + \gamma\ddot{r} \quad \text{Équation I.24}$$

On peut exprimer la vitesse radiale telle que  $\dot{r} = v_z(r)r'$  ce qui donne aussi :

$$\dot{r} = r' v_a \left( 1 + \frac{v(r)}{v_a} \right) \quad \text{Équation I.25}$$

$v_a$  : vitesse longitudinale sur l'axe

$v(r)$  : vitesse relative sur l'axe ( $v(r) = v_z(r) - v_a$ )

On en déduit l'accélération radiale :

$$\ddot{r} = r'' v_z^2(r) = r'' v_a^2 \left( 1 + 2 \frac{v(r)}{v_a} \right) \quad \text{Équation I.26}$$

$$v_z(r) = v_a + v(r)$$

Le terme  $\left(\frac{v(r)}{v_a}\right)^2$  a été négligé car on suppose que les variations des vitesses longitudinales  $v_z(r)$  sont très petites, donc  $v(r) \ll v_a$ .

En combinant les équations encadrées précédentes (cf. Équation I.20, Équation I.21, Équation I.23 et Équation I.24) dans l'Équation I.12, et en ne gardant que les premiers ordres, on obtient l'équation suivante :

$$r'' = \left( 1 - 2 \frac{v}{v_a} + \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \chi \frac{r}{r_b} \right) \left[ \frac{eE_r}{m_p v_a^2 \gamma_a^3} \left( 1 - \frac{\gamma_1}{\gamma_a} \right) - \frac{e^2 B_a^2 r}{4 \gamma_a^2 m_p^2 v_a^2} \left( 1 + 2 \frac{\gamma_1}{\gamma_a} \right) - \frac{eE_r r'^2}{\gamma_a m_p c^2} \right] \quad \text{Équation I.27}$$

Ce qui permet d'obtenir la divergence après avoir parcouru une distance  $l$  :

$$r' = \left( 1 - 2 \frac{v}{v_a} + \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \chi \frac{r}{r_b} \right) \left[ \frac{leE_r}{m_p v_a^2 \gamma_a^3} \left( 1 - \frac{\gamma_1}{\gamma_a} \right) - \frac{lr}{f} \left( 1 + 2 \frac{\gamma_1}{\gamma_a} \left( \frac{n+2}{2} - 1 \right) \right) - \frac{leE_r r_0'^2}{\gamma_a m_p c^2} \right] \quad \text{Équation I.28}$$

<sup>1</sup> Des informations complémentaires sur le paramètre  $\chi$  peuvent être trouvées dans [14].

$$f = 4\gamma_a^2 m_p^2 v_a^2 / e^2 B_a^2 : \text{longueur focale du solénoïde}$$

$r'_0$  : divergence radiale initiale

Pour un faisceau de densité uniforme, on aura donc l'équation suivante :

$$r' = \left( 1 - 2 \frac{v}{v_a} + \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \chi \frac{r}{r_b} \right) \left[ \frac{leE_r}{m_p v_a^2 \gamma_a^3} \left( 1 - \frac{\gamma_1}{\gamma_a} \right) - \frac{lr}{f} - \frac{leE_r r_0'^2}{\gamma_a m_p c^2} \right] \quad \text{Équation I.29}$$

Au final, il reste deux termes non linéaires et provenant du champ magnétique du solénoïde dans l'Équation I.29 qui contribuent à une augmentation d'émittance :

(1) le cisaillement des vitesses longitudinales  $2 \frac{v}{v_a}$  car la vitesse  $v_z$  est convertie en vitesse  $v_r$  et  $v_\theta$  sous l'effet des forces de charges d'espace

(2) le terme  $\frac{\gamma_b}{\gamma_a} \chi \frac{r}{r_b}$  qui provient du champ magnétique angulaire créé par le faisceau.

A ces facteurs, on peut aussi noter que la charge d'espace est un facteur de grossissement d'émittance avec l'apparition d'un terme dépendant de  $E_r$ .

### 5.C. Grossissement d'émittance généré par le cisaillement radial des vitesses longitudinales

Afin d'estimer l'augmentation d'émittance généré par le cisaillement radial des vitesses longitudinales, on considère uniquement cette force dans l'Équation I.29 :

$$r' = 2 \frac{v}{v_a} \frac{lr}{f} \quad \text{Équation I.30}$$

La vitesse longitudinale  $v$  est donnée par :

$$v = \frac{\gamma_b c^2}{\gamma_a^3 v_a} + \frac{\beta_r^2 c^2}{2v_a} + \frac{\beta_\theta^2 c^2}{2v_a} \quad \text{Équation I.31}$$

Dans le solénoïde, la vitesse azimutale est le terme dominant :

$$v \approx \frac{\beta_\theta^2 c^2}{2v_a} = \frac{e^2 B_a^2 r^2}{4\gamma_a^2 m_p^2 v_a} = \frac{v_a r^2}{f} \quad \text{Équation I.32}$$

L'expression de la divergence devient alors :

$$r' = 2 \frac{lr^3}{f^2} \quad \text{Équation I.33}$$

Les moments servant au calcul de l'émittance sont alors :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{r_b^2}{2} \quad \text{Équation I.34}$$

$$\langle r'^2 \rangle = \left( \frac{2l}{f^2} \right)^2 \frac{r_b^6}{4}$$

$$\langle rr' \rangle = \frac{2l}{f^2} \frac{r_b^4}{3}$$

On obtient donc l'augmentation d'émittance suivante :

$$\boxed{\varepsilon_1 = \frac{\sqrt{2} \beta \gamma_a l r_b^4}{3 f^2}}$$
Équation I.35

*Le grossissement d'émittance dû au cisaillement radial des vitesses longitudinales dans un solénoïde va donc croître en fonction du rayon du faisceau à la puissance 4, comme l'inverse de la longueur de la distance focale du solénoïde. De plus, le grossissement d'émittance va croître proportionnellement avec la longueur de la LBE.*

### 5.D. Grossissement d'émittance généré par le champ magnétique azimuthal créé par le faisceau

Afin d'estimer l'augmentation d'émittance généré par le champ magnétique azimuthal créé par le faisceau, on considère uniquement cette force dans l'Équation I.29 :

$$r' = \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \frac{l\chi}{r_b f} r^2$$
Équation I.36

Les moments servant au calcul de l'émittance sont alors :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{r_b^2}{2}$$

$$\langle r'^2 \rangle = \left( \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \frac{l\chi}{r_b f} \right)^2 \frac{r_b^4}{3}$$

$$\langle rr' \rangle = \frac{\gamma_b}{\gamma_a} \frac{l\chi}{r_b f} \frac{2r_b^3}{5}$$
Équation I.37

On obtient donc l'augmentation d'émittance suivante :

$$\boxed{\varepsilon_2 = \frac{2}{\sqrt{150}} \frac{l\beta r_b^2}{f} \chi \frac{I}{I_A}}$$
Équation I.38

$$I_A = \frac{4\pi\varepsilon_0 m_p c^3}{e}$$

*Le grossissement d'émittance dû au couplage du champ diamagnétique du faisceau et du champ magnétique du solénoïde va donc croître en fonction du rayon au carré du faisceau et comme l'inverse de la longueur focale du solénoïde. De plus, le grossissement d'émittance va croître proportionnellement avec la longueur de la LBE.*

## 6. Conclusion

Considérant un faisceau rond, de densité uniforme et d'émittance initiale nulle soumis uniquement aux champs électriques et magnétiques créés par le faisceau et à un champ magnétique longitudinal uniforme, il a été montré que deux phénomènes liés au champ magnétique du solénoïde contribuent à l'augmentation d'émittance du faisceau :

- l'action combinée des champs magnétiques azimutal du faisceau et longitudinal du solénoïde. Cette augmentation d'émittance dépend du rayon du faisceau  $r_b^2$  et de la distance focale du solénoïde  $1/f$  ainsi que de la longueur du solénoïde. On déduit également une dépendance linéaire du grossissement d'émittance en fonction de la longueur de la LBE.
- un cisaillement des vitesses longitudinales du faisceau créé par le champ magnétique du solénoïde. Cette augmentation d'émittance dépend du rayon du faisceau en  $r_b^4$  et à la distance focale du solénoïde  $1/f^2$ . Elle dépend aussi linéairement à la longueur du solénoïde. Le grossissement d'émittance dépend là encore linéairement de la longueur de la LBE.

*Dans la mesure où toutes ces augmentations d'émittance dépendent linéairement de la longueur de la LBE et des solénoïdes, il convient donc de la réduire le plus possible. D'autre part, afin de limiter le grossissement d'émittance généré par le champ magnétique azimutal du faisceau et par le cisaillement radial des vitesses longitudinales, il faudra transporter un faisceau avec un petit rayon  $r_b$  et une distance focale  $f$  des solénoïdes élevée.*

En considérant les valeurs suivantes pour le problème,  $l = 0,1 \text{ m}$ ,  $\chi = 0,005$ ,  $f = 1 \text{ m}$ ,  $I = 100 \text{ mA}$ ,  $r_b = 0,04 \text{ m}$   $Energie_{H^+} = 100 \text{ keV}^1$ , on trouve comme augmentation d'émittances :

$$\varepsilon_1 = \frac{2}{\sqrt{150}} \frac{l\beta r_b^2}{f} \chi \frac{I}{I_A} \approx 5,73 \cdot 10^{-3} \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad} \quad \varepsilon_2 = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{\beta \gamma_a l r_b^4}{f^2} \approx 5,53 \cdot 10^{-3} \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$$

Ces valeurs sont à comparer avec l'augmentation d'émittance calculé par simulation numérique dans un solénoïde LBE de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-2} \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ . Le grossissement d'émittance dû au solénoïde est donc responsable pour moitié de l'augmentation d'émittance du faisceau de protons dans une LBE.

---

<sup>1</sup> Les valeurs prises ici correspondent à un cas simplifié des solénoïdes LBE qui seront utilisés dans les chapitres suivants.



## *Définition d'un injecteur de hadrons*

# II.

## Fonctionnement d'une source ECR

Dans ce chapitre, nous décrirons en détail le fonctionnement des sources d'ions de type ECR généralement utilisées dans les injecteurs de hadrons du LEDA. Enfin, nous exposerons les raisons de l'étude et la construction d'une nouvelle source d'ions légers ainsi que ces objectifs.

Il existe plusieurs types de sources reposant sur des principes physiques différents. Nous nous concentrerons ici uniquement sur les sources de type ECR (Electron Cyclotron Resonance). Le phénomène de Résonance Cyclotronique Électronique (ECR) repose sur la superposition entre un champ magnétique et une onde électrique radiofréquence. L'objectif est de réussir à accélérer des électrons par l'action d'un champ magnétique et d'une onde électrique afin d'ioniser un gaz, qui devient alors un plasma. Ces sources se décomposent en deux étapes distinctes :

- la création d'un plasma composé d'ions, d'électrons et de neutres grâce à une résonance ECR.
- L'extraction des ions de ce plasma grâce à une série d'électrodes à des potentiels différents dans le tube accélérateur.

### 1. Qu'est-ce qu'un plasma ?

En chauffant un solide, il va fondre et se transformer en liquide. Si nous continuons à chauffer ce même liquide, nous obtiendrons un gaz. Si l'on continue à lui fournir de l'énergie, suffisamment d'énergie pour que l'énergie d'agitation thermique des électrons soit comparable à leur énergie d'ionisation, nous obtenons un plasma. Ce plasma est caractérisé par un ensemble de particules chargées et de neutres.

Dans la majorité des cas, la densité de charges positives est à peu près égale à la densité de charges négatives. Les charges positives sont des ions ou des molécules ionisées. Les charges négatives, quant à elles, sont des électrons, mais dans certains milieux et avec des espèces électronégatives, on peut avoir la formation d'ions négatifs.

Le mouvement des particules chargées peut être dominé par deux types de collisions :

- par des collisions avec d'autres particules chargées, si le plasma est fortement ionisé.
- par des collisions avec des particules neutres, si c'est un plasma faiblement ionisé.

En général, les plasmas sont de bons conducteurs d'électricité grâce à leur forte densité d'électrons libres.

Il y a plusieurs types de plasmas, qu'ils soient "naturels" ou "artificiels". Des exemples de plasmas "naturels" sont le soleil, les aurores boréales, les flammes et la foudre. On peut aussi séparer les plasmas selon qu'ils sont considérés chauds ou froids. Ce qui caractérise un plasma froid est que les électrons sont chauds et les ions froids. Au contraire, pour parler d'un plasma chaud, les ions/atomes sont chauds.

Les plasmas gazeux peuvent fonctionner à basse pression ou à haute pression, et sont généralement produits par des champs électriques. Ces champs donnent principalement leur énergie aux électrons, qui vont "s'échauffer"; leur énergie est ensuite transférée aux ions, et aux autres particules lourdes par collision. À basse pression, la densité du plasma est généralement basse, et donc le taux de collision est faible. Même si le taux de collision est suffisant pour maintenir une distribution thermique entre les électrons, ils seront dits découplés des particules lourdes. Ceci dépend toutefois du taux de transfert d'énergie par collision et du "temps de confinement" des particules. Si les électrons et les ions sont bien confinés on peut avoir  $E_i = E_e$ . Sans un tel confinement, on a normalement  $E_i \ll E_e$  à basse pression, tandis que  $E_i = E_e$  à haute pression.

Les plasmas sont généralement caractérisés par leur densité électronique et leur température électronique<sup>1</sup>. Le produit  $n_e T_e$ , densité-température, dépend de la puissance injectée et du confinement. Il y a une très grande variation de la densité et de la température entre les diverses sources plasma (cf Figure II.1).

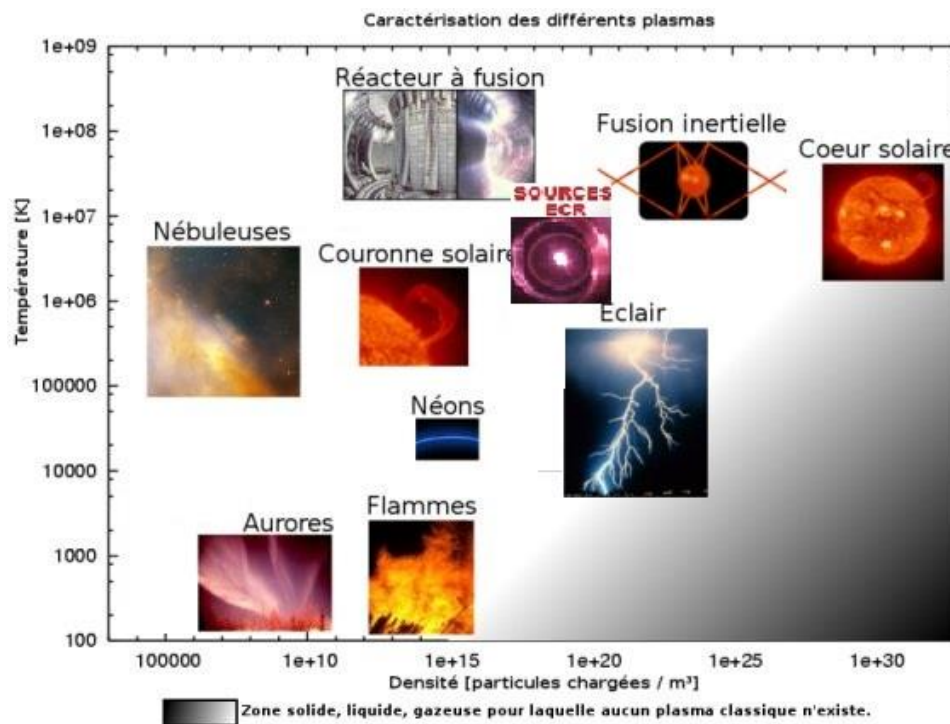


Figure II.1 : Caractéristiques température–densité de certains plasmas.

<sup>1</sup> La température électronique est une valeur représentative de l'énergie des électrons. 1 eV  $\approx$  11 600 K

Les plasmas produits par résonance ECR sont caractérisés par une température électronique de l'ordre de 100 eV à quelques keV, une densité électronique comprise entre  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  et  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ , ainsi que des ions quasiment immobiles.

## 2. Principe physique de la résonance ECR

Le phénomène de Résonance Cyclotronique Électronique (ECR) consiste à accélérer des électrons par l'intermédiaire d'un champ électrique radiofréquence et d'un champ magnétique. Les hypothèses suivantes seront prises afin de décrire l'interaction entre l'onde radiofréquence et le plasma :

- *Onde électromagnétique*

Nous choisissons une description en ondes planes, monochromatiques et stationnaires, de propagation parallèle au champ magnétique de la source et de forme  $E_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$  (cf. Figure II.2). Le champ magnétique, noté  $\vec{B}$ , est supposé parallèle au vecteur de propagation  $\vec{k}$  de l'onde électrique.

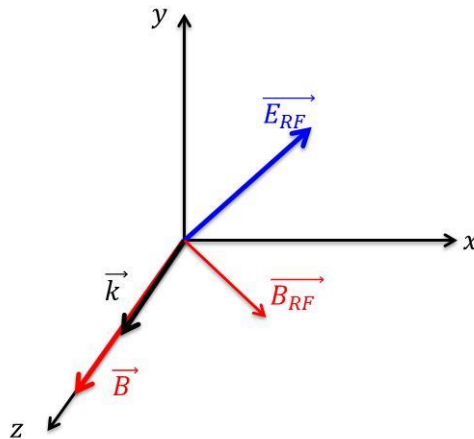


Figure II.2 : Géométrie de la propagation de l'onde.

De plus, en admettant que, comme dans le vide,  $B_{RF} \approx \frac{E_{RF}}{c}$ , on voit que  $\vec{F}_{B_{RF}} \ll \vec{F}_{E_{RF}}$  si  $v \ll c$ . On pourra ainsi négliger la composante magnétique de l'onde électromagnétique  $B_{RF}$  pour étudier le mouvement des électrons.

- *Plasma froid et homogène*

Seuls les électrons sont chauffés par résonance ECR, on aura donc  $T_i \ll T_e$ , ce qui correspond à un plasma froid. De plus, on suppose que les électrons possèdent une énergie de l'ordre de 1 keV, nous ferons donc une description non relativiste de leur mouvement. On se limite à une propagation dans un plasma de densité électronique  $n_e$  homogène, sans fluctuations spatiales ni temporelles.

Une onde électromagnétique qui pénètre dans un plasma va entraîner un mouvement collectif des particules chargées. Si les électrons d'une zone du plasma sont déplacés, alors les ions de cette zone, n'ayant que peu bougé du fait de leur masse importante, vont exercer sur ces électrons une force de Coulomb attractive. Ceux-ci vont donc revenir vers leur position initiale, et osciller à la manière d'un pendule. On peut montrer que ces oscillations se produisent, pour de faibles températures électroniques, à la pulsation :

$$\omega_{pe} = 2\pi f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{Équation II.1}$$

$\omega_{pe}$  : pulsation plasma  
 $f_p$  : fréquence plasma  
 $n_e$  : densité électronique du plasma

Pour qu'une onde électromagnétique puisse pénétrer le plasma, sa pulsation doit être supérieure à la pulsation plasma du milieu.

La propagation d'une onde électromagnétique dans un plasma « macroscopique » dans lequel la densité de charge et de courant moyenne est nulle ( $\rho = 0$  et  $j = 0$ ) mais en présence d'une polarisation du milieu suit les équations de Maxwell (cf. [Équation II.2](#)). La résolution générale du problème de la propagation d'une onde dans un plasma magnétisé est très largement couvert par [17].

$$\begin{aligned} \text{div } \overrightarrow{D_{RF}} &= 0 \\ \text{div } \overrightarrow{B_{RF}} &= 0 \\ \text{rot } \overrightarrow{E_{RF}} &= -\frac{\partial \overrightarrow{B_{RF}}}{\partial t} \\ \text{rot } \overrightarrow{H_{RF}} &= \frac{\partial \overrightarrow{D_{RF}}}{\partial t} \end{aligned} \quad \text{Équation II.2}$$

$\overrightarrow{E_{RF}}$  : champ électrique de l'onde RF  
 $\overrightarrow{B_{RF}}$  : champ magnétique de l'onde RF  
 $\overrightarrow{D_{RF}} = \epsilon_0 \overrightarrow{E_{RF}} + \overrightarrow{P}$   
 $\overrightarrow{P}$  : polarisation du plasma  
 $\overrightarrow{B_{RF}} = \mu_0 \overrightarrow{H_{RF}}$

Nous décrivons la relation entre la polarisation et le champ électrique par la relation de Landau et Lifshitz, ce qui permet d'obtenir :

$$\overrightarrow{P}(k, \omega) = \epsilon_0 \overline{\chi}(k, \omega) \cdot \overrightarrow{E_{RF}}(k, \omega) \quad \text{Équation II.3}$$

$\overline{\chi}$  : tenseur de susceptibilité électrique

Par résolution des équations de Maxwell, l'équation d'onde peut alors s'écrire sous la forme :

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \overrightarrow{E_{RF}}) + k_0^2 \overline{\epsilon} \cdot \overrightarrow{E_{RF}} = 0 \quad \text{Équation II.4}$$

$$\overline{\epsilon} = 1 + \overline{\chi}$$

Où  $\bar{\epsilon}$  est le tenseur diélectrique du plasma qui peut être déduit de l'équation de Laplace (cf. [Équation II.5](#)), de la relation entre le courant et la conductivité (cf. [Équation II.6](#)), et de la relation entre la conductivité et la constante diélectrique (cf. [Équation II.7](#)) :

$$m_\alpha \gamma \frac{\partial}{\partial t} \vec{v} = e (\vec{E}_{RF} - \frac{m_\alpha}{e} \vec{v} \times \vec{\omega}_{c\alpha}) \quad \text{Équation II.5}$$

$\omega_{c\alpha} = e_\alpha B / m_\alpha$  : fréquence cyclotronique électronique ou ionique

$$\vec{J} = n_\alpha e \vec{v}_\alpha = \bar{\sigma} \cdot \vec{E}_{RF} \quad \text{Équation II.6}$$

$$\bar{\epsilon} \frac{\omega^2}{k^2} - k^2 = i\omega\mu_0 \bar{\sigma} \quad \text{Équation II.7}$$

Où  $\alpha$  représente la quantité ionique ( $\alpha = i$ ) ou électronique ( $\alpha = e$ ). On obtient alors le tenseur  $\bar{\epsilon}$  tel que :

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_\perp & -i\epsilon_X & 0 \\ i\epsilon_X & \epsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_\parallel \end{pmatrix} \quad \text{Équation II.8}$$

avec  $\epsilon_\perp, \epsilon_\parallel, \epsilon_X$  les composantes perpendiculaires, parallèles et imaginaires du tenseur diélectrique du plasma :

$$\epsilon_\perp = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} \quad \text{Équation II.9}$$

$$\epsilon_X = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega_{c\alpha}}{\omega(\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2)} \quad \text{Équation II.10}$$

$$\epsilon_\parallel = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \quad \text{Équation II.11}$$

On peut alors écrire la relation de dispersion (cf. [Équation II.4](#)) en fonction du vecteur indice  $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k_0}$  tel que :

$$\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{E}_{RF}) + \bar{\epsilon} \cdot \vec{E}_{RF} = 0 \quad \text{Équation II.12}$$

Qui est de la forme :

$$\bar{\mathbf{D}}(\omega, \vec{k}) \cdot \vec{E}_{RF} = 0 \quad \text{Équation II.13}$$

Où  $\bar{\mathbf{D}}(\omega, \vec{k})$  est le tenseur de dispersion. Cette équation n'a alors de solutions tel que  $\vec{E}_{RF} \neq 0$  que pour  $|\bar{\mathbf{D}}(\omega, \vec{k})| = 0$ . Connaissant le tenseur diélectrique, il est alors possible de déterminer les solutions telles que :

$$\begin{vmatrix} \varepsilon_{\perp} - N^2 & -i\varepsilon_X & 0 \\ i\varepsilon_X & \varepsilon_{\perp} - N^2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{vmatrix} = 0 \quad \text{Équation II.14}$$

On obtient alors la relation :

$$N^2 = \varepsilon_{\perp} \pm \varepsilon_X \quad \text{Équation II.15}$$

Les deux solutions sont alors données par les deux relations de dispersions :

$$\begin{cases} N_D^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - \omega_{ce})(\omega + \omega_{ci})} \\ N_G^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega + \omega_{ce})(\omega - \omega_{ci})} \end{cases} \quad \text{Équation II.16}$$

Le plasma est alors biréfringent, les ondes polarisées droite et gauche ont un comportement différent. Ce type d'onde conduit alors à une résonance pour  $N \rightarrow \infty$ , ce qui amène aux deux conditions de résonance  $\omega = \omega_{ci}$  ou  $\omega = \omega_{ce}$ . Sous cette condition, il sera alors possible de transmettre de l'énergie de manière résonante aux électrons (pour le cas des sources ECR) ou éventuellement aux ions. Le mouvement global d'un électron sous l'action d'un champ magnétique uniforme et d'un champ électrique radiofréquence est alors décrit par un mouvement de rotation de l'électron autour des lignes de champ magnétique en résonance avec un champ électrique radiofréquence (cf. Figure II.3).

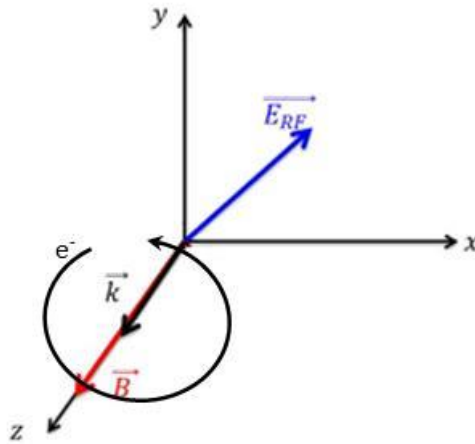


Figure II.3 : Principe de la résonance cyclotronique électronique.

Dans le cas de la résonance électronique, On comprend ainsi que la condition pour que ce mouvement devienne résonant est que la fréquence de l'onde radiofréquence doit être égale à la pulsation cyclotronique d'un électron :

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e} = \omega_{RF} \quad \text{Équation II.17}$$

$B$  : module du champ magnétique en Tesla  
 $\omega_{RF}$  : pulsation de l'onde radiofréquence

$\omega_{ce}$  : pulsation cyclotronique d'un électron

Notons qu'il existe aussi des fréquences de coupures telles que  $N \rightarrow 0$ . En supposant que la fréquence cyclotron ionique est beaucoup plus petite que la fréquence cyclotron électronique, on obtient :

$$\begin{cases} \omega_D \cong \frac{1}{2} \left( \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} + \omega_{ce} \right) \\ \omega_G \cong \frac{1}{2} \left( \sqrt{\omega_{ce}^2 + 4\omega_p^2} - \omega_{ce} \right) \end{cases} \quad \text{Équation II.18}$$

La relation de dispersion pour une onde plane, monochromatique et stationnaire et de propagation parallèle au champ magnétique de la source est alors résumée par la Figure II.4. Les fréquences de résonances  $\omega_{ce}$  et  $\omega_{ci}$  sont représentées. Les fréquences de coupures correspondent au cas  $N = 0$ . Pour  $N > 0$ , il y aura propagation de l'onde électromagnétique dans le plasma. Pour  $0 < N < 1$ , la vitesse de phase de l'onde sera supérieure à la célérité de la lumière dans le vide et pour  $N > 1$ , la vitesse de phase de l'onde sera inférieure à  $c$ .

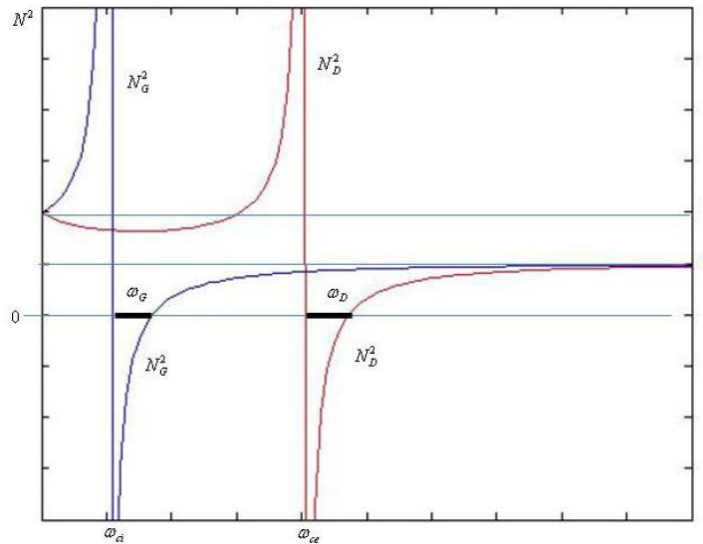


Figure II.4 : Relations de dispersion des modes gauche et droite.

Une fois les électrons accélérés, ils doivent entrer en collision avec les molécules de gaz (nous prendrons le cas du dihydrogène,  $H_2$ , utilisé pour produire un faisceau de protons  $H^+$  dans toutes les sources de ce manuscrit). La valeur de 13,6 eV définit l'énergie d'ionisation d'une molécule de dihydrogène. La Figure II.5 représente la section efficace d'ionisation (ou probabilité d'ionisation) en fonction de l'énergie d'un électron incident suivant la réaction  $e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H^+ + H$ .



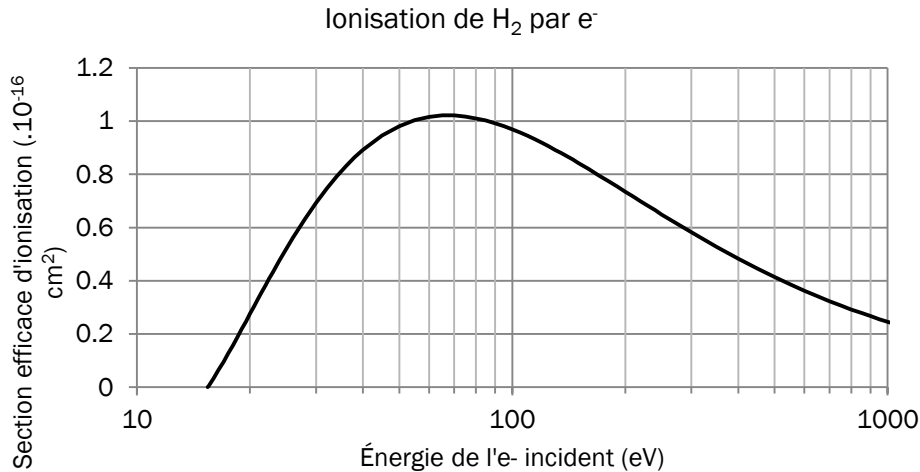


Figure II.5 : Section efficace d'ionisation de  $\text{H}_2$  par impact électronique.

On constate que le maximum de section efficace est atteint pour une énergie de l'ordre de 60 eV.

Ce phénomène de résonance cyclotronique est le principe de fonctionnement de base de toutes les sources ECR. Il existe cependant plusieurs solutions pour appliquer ce principe physique à la production d'ions. On peut distinguer deux grandes variantes de sources ECR qui offrent des possibilités et un fonctionnement différents.

- La première consiste à piéger les électrons dans un puits de champ magnétique de manière à accroître le temps de vie des électrons dans le plasma. Cette solution permet d'obtenir une ionisation par impacts électroniques *successifs*, produisant ainsi des ions avec de *multiples états de charge* pouvant aller jusqu'au  $\text{Bi}^{50+}$  si l'on prend l'exemple de la source Venus à Berkeley, aux États-Unis [18].
- La seconde, autour de laquelle cette thèse s'articule, est destinée à produire des faisceaux *d'ions légers monochargés* ( $\text{H}^+$  par exemple). Le puits de champ magnétique n'est alors pas nécessaire et il est possible de construire des sources plus simples dans leur fonctionnement et leur fabrication.

### 3. Description de la source SILHI

Connaissant la théorie physique sous-jacente à la production d'un plasma ECR, nous allons maintenant décrire le fonctionnement et la structure technique d'une source d'ions. La première étape consiste à établir les conditions de création d'un plasma ECR dans une chambre cylindrique. La seconde étape consiste à extraire les ions de la chambre plasma par l'intermédiaire d'un champ électrique statique.

#### 3.A. Création du plasma ECR

La première étape consiste donc à créer un plasma par l'intermédiaire d'une résonance ECR. La [Figure II.6](#) permet de visualiser la création du plasma dans la source SILHI. Une

onde radiofréquence de 2,45 GHz, d'une puissance comprise entre 300 W et 1200 W est transportée par des guides d'ondes puis est injectée dans une chambre plasma cylindrique en cuivre refroidie de Ø90 mm et de longueur 100 mm. Deux transitions ridgées sont insérées juste avant la chambre plasma afin d'intensifier l'amplitude du champ électrique à l'entrée de celle-ci. Un pompage permettant d'atteindre un vide de l'ordre de  $10^{-4}$  Pa est réalisé dans toute la source par l'intermédiaire de pompes situées sur la ligne de transport du faisceau. Afin d'obtenir une transition entre les guides d'ondes radiofréquence à la pression atmosphérique et ceux sous vide, une fenêtre de quartz transparente aux micro-ondes est placée entre deux guides. Un coude est positionné entre la fenêtre de quartz et la chambre dans le but de protéger la fenêtre RF des ions créés dans le plasma.

Enfin, on injecte le gaz de dihydrogène dans la chambre plasma. Le débit du gaz est contrôlé à l'aide d'une vanne et varie entre 2 sccm et 3 sccm<sup>1</sup> selon les réglages. La pression dans la chambre plasma est alors de l'ordre de quelques Pascal.

Le champ magnétique nécessaire à l'établissement d'une résonance pour une fréquence de 2,45 GHz est :

$$B = \frac{m_e \omega_{RF}}{e} = 87,5 \text{ mT} \quad \text{Équation II.19}$$

$B$  : module du champ magnétique

$\omega_{RF}$  : pulsation de l'onde radiofréquence

Les lignes de champ magnétique sont orientées par deux solénoïdes et leur blindage. Le rôle du blindage est double :

- concentrer le champ magnétique vers la chambre plasma.
- réduire considérablement le champ magnétique à l'extérieur, notamment au niveau du tube accélérateur.
- La valeur de 87,5 mT sur l'axe est ajustée pour être proche des ridges afin de profiter d'un maximum de puissance RF. La zone ECR dans toutes les dimensions de l'espace est définie alors comme la surface d'isochamp à 87,5 mT. Une ou plusieurs zones ECR peuvent être ajoutées à l'intérieur de la chambre mais l'expérience a montré qu'une telle configuration déstabilise le plasma et nuit donc à la stabilité du faisceau [19].

Pour augmenter la densité d'électrons, et donc d'ions, deux plaques de nitrure de bore ont été installées à chaque extrémité de la chambre plasma. Le nitrure de bore possède un taux d'émission secondaire élevé de l'ordre de 1,4 [20]. Ce qui signifie que pour chaque électron percutant une plaque, il sera émis en moyenne 1,4 électrons d'énergie plus faible.

---

<sup>1</sup> Unité standard de débit des gaz (Standard Cubic Centimeters per Minutes), soit un centimètre cube par minute dans les conditions de température  $T = 0^\circ\text{C}$  et une pression de  $P = 101,325 \text{ kPa}$ .

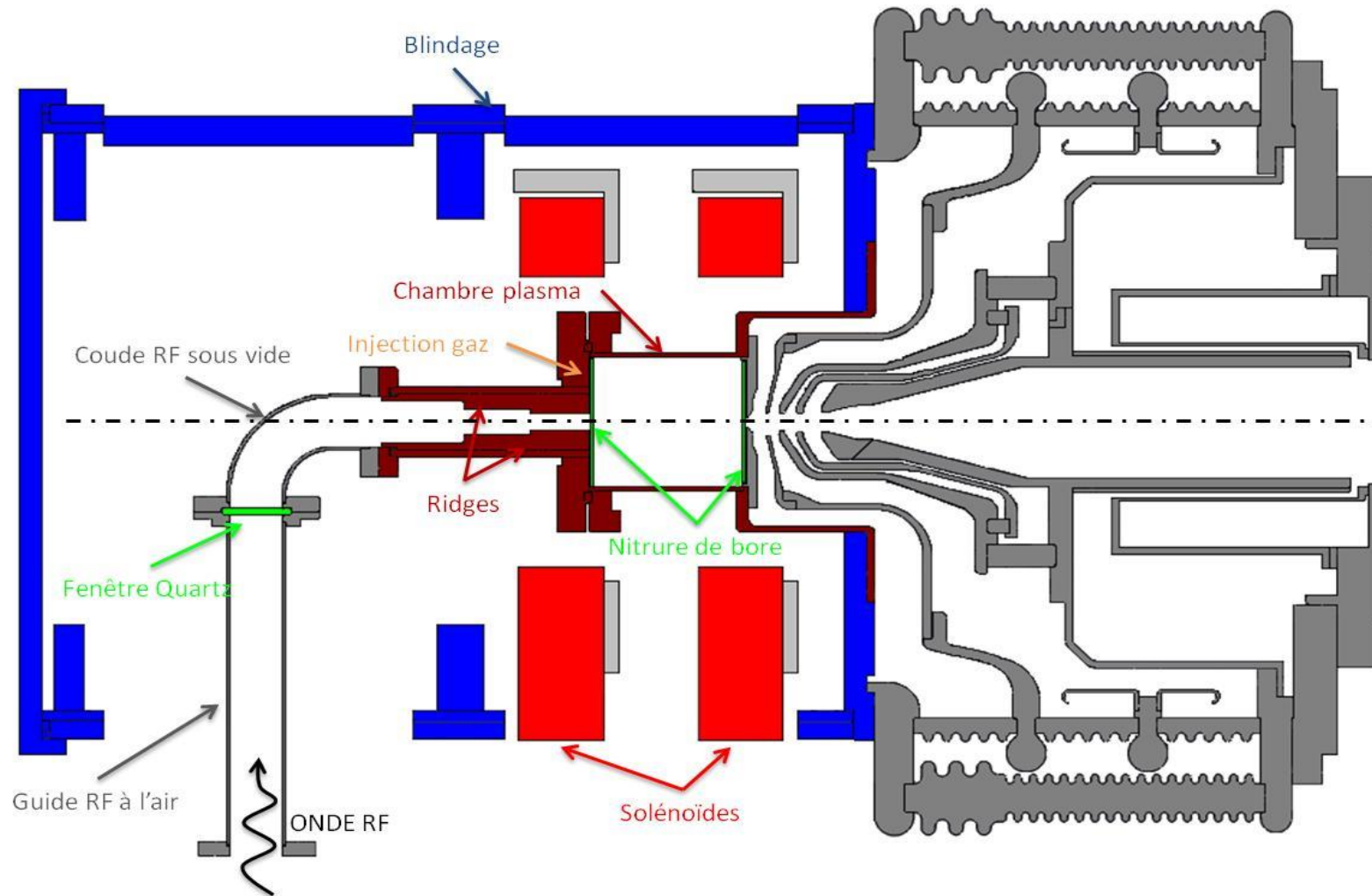


Figure II.6 : Plan schématique de la création d'un plasma ECR dans la source SILHI.

### 3.B. Extraction des ions

Les ions positifs créés à l'intérieur de la chambre plasma doivent ensuite être extraits et accélérés de manière à obtenir un faisceau. Pour cela, une série de 5 électrodes permettent de créer une différence de potentiel (et donc un champ électrique) qui va extraire, focaliser et accélérer les ions de la chambre plasma jusqu'à une énergie de 100 keV (cf. [Figure II.7](#)). Le potentiel créé par les trois premières électrodes permet d'extraire les ions  $H^+$  hors de la chambre plasma et de les accélérer. Ce même potentiel peut aussi attirer les électrons produits en aval lors de l'ionisation du gaz résiduel par le faisceau dans la LBE. On introduit alors deux autres électrodes permettant de repousser ces électrons dans la LBE, et d'obtenir ainsi une meilleure compensation de charge d'espace.

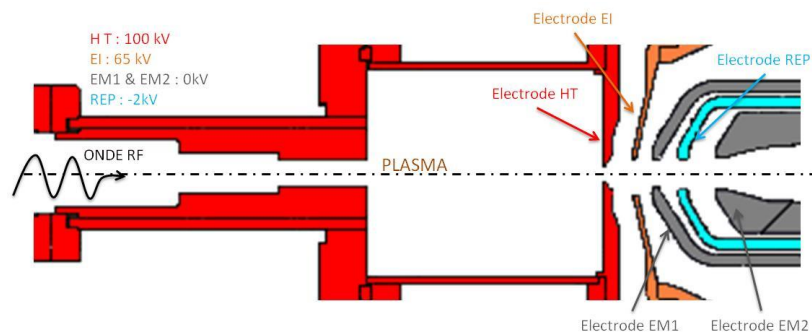


Figure II.7 : Schéma des électrodes d'extraction de SILHI.

1. La première électrode est celle de la chambre plasma portée à un potentiel de 100 keV. Nous l'appellerons électrode Haute Tension (HT). Son rôle est de laisser fuir les ions du plasma par un trou de diamètre  $\varnothing 9$  mm en son centre. Nous considérerons que la face interne de l'électrode HT constitue la position  $z = 0$  m.  $Z$  étant croissant dans la direction de propagation du faisceau (vers la droite sur la [Figure II.7](#)).
2. La deuxième électrode, l'électrode intermédiaire (EI) est portée à un potentiel intermédiaire de l'ordre de 65 kV. Son rôle est d'optimiser la focalisation électrostatique du faisceau. Elle est percée d'un trou de diamètre  $\varnothing 12$  mm en son centre.
3. La troisième électrode est placée à la masse. Nous l'appellerons EM1 (Électrode de Masse 1). Elle est percée d'un trou de diamètre  $\varnothing 12$  mm en son centre.
4. La quatrième électrode est portée à un potentiel négatif de l'ordre de -2 kV. Elle est percée d'un trou de diamètre  $\varnothing 14$  mm en son centre. Nous nommerons cette électrode REP (REPousseuse). Cette électrode permet de repousser les électrons créés par ionisation dans la chambre à vide.
5. La cinquième et dernière électrode est placée à la masse. Elle est également percée d'un trou de diamètre  $\varnothing 14$  mm en son centre. Au-delà de cette électrode, le champ électrique est nul et n'influence plus la dynamique des particules. Nous l'appellerons EM2 (Électrode de Masse 2).

Le potentiel sur l'axe de propagation du faisceau correspond à la courbe de la [Figure II.8](#) :

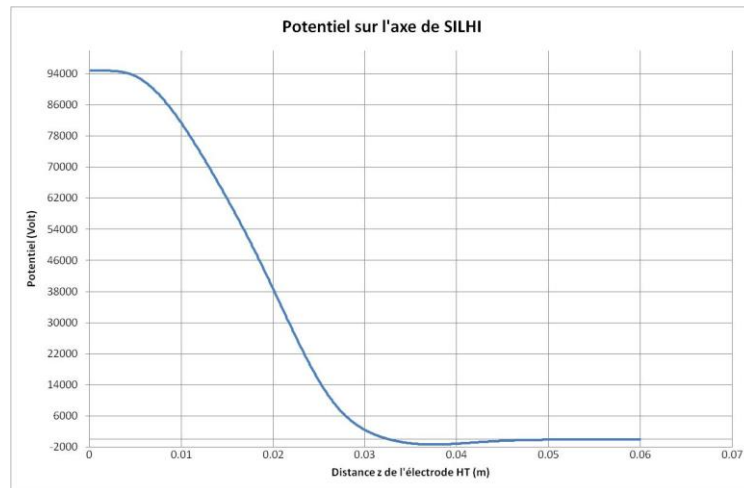


Figure II.8 : Potentiel sur l'axe de la source SILHI.

Le support mécanique, maintenant les électrodes entre elle, est appelé « tube accélérateur » (cf. [Figure II.9](#) page suivante). L'intérieur de ce support doit être placé sous vide de manière à profiter d'une tension de claquage supérieure à celle de l'air ambiant.

A l'exception des électrodes EM1 et EM2, chacune des électrodes doit évidemment rester électriquement isolée des autres. Dans la source SILHI, les électrodes sont donc maintenues par des supports reliés les uns aux autres grâce à des alumines circulaires. Un joint d'étanchéité est mis entre chaque transition alumine-bride.

Sur la [Figure II.9](#), la partie rouge placée à la haute tension (100 kV) comprend la chambre plasma, les guides d'ondes et le générateur radiofréquence ainsi que les solénoïdes et leurs alimentations. Les parties jaunes sont des alumines permettant de lier mécaniquement deux pièces entre elles tout en gardant une isolation électrique. La partie orange correspond aux éléments de l'EI. La partie verte est mise à un potentiel fixe via un pont diviseur de manière à obtenir une différence de potentiel de 30 kV environ entre chaque alumine. Les parties grises sont mises à la masse. La partie bleue correspond à l'électrode REP qui est fixée sur une masse à l'aide de petites alumines.

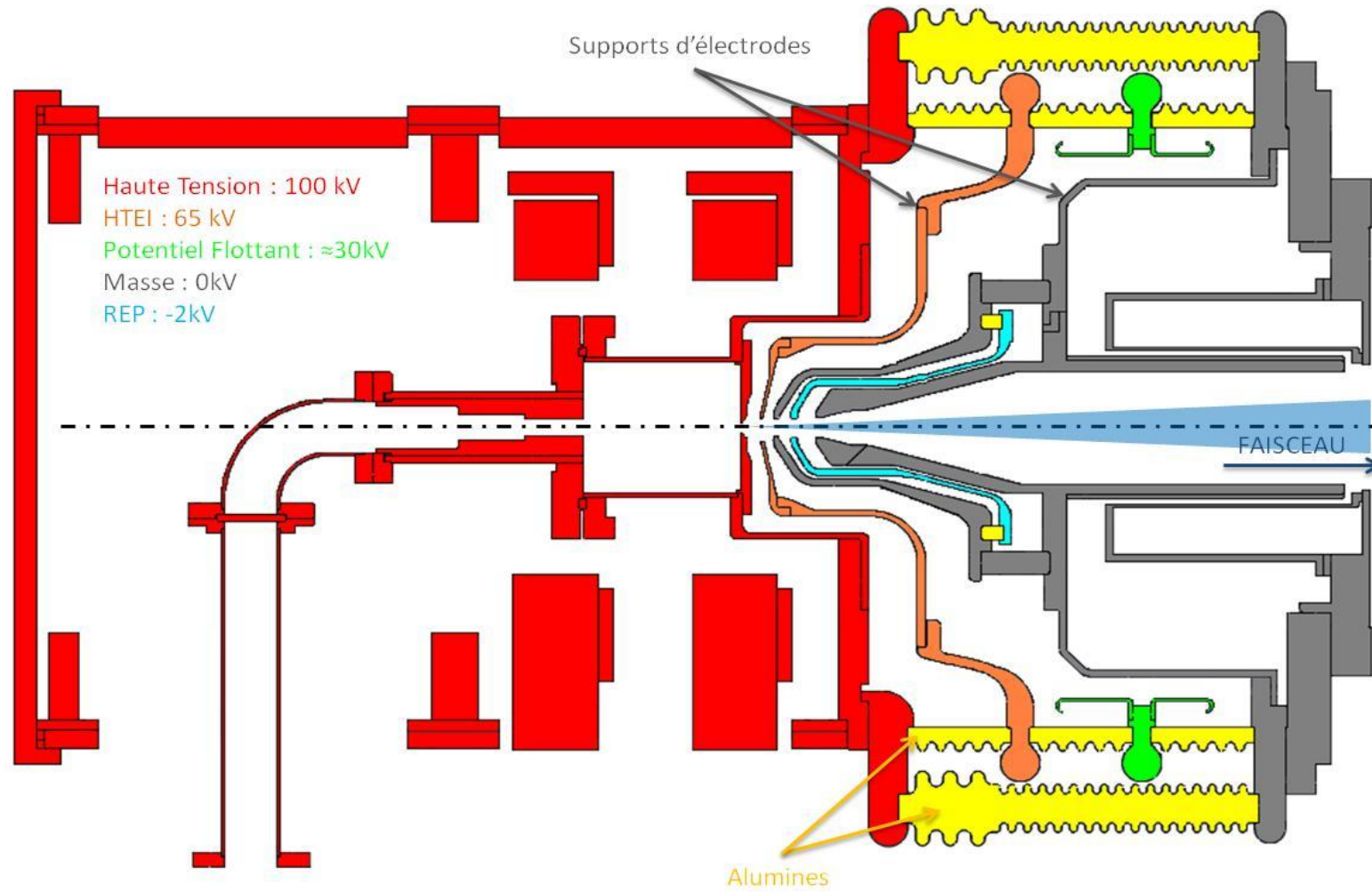


Figure II.9 : Schéma du tube accélérateur de SILHI.



PARTIE II :

CONCEPTION D'UNE NOUVELLE  
SOURCE ECR : ALISES





# III.

## Pourquoi une nouvelle source ECR ?

Sur la source ALISES, le solénoïde est placé à la masse laboratoire et la chambre plasma se retrouve alors excentrée par rapport au solénoïde (cf. [Figure III.1](#) page suivante). On doit donc utiliser le champ de fuite du solénoïde pour créer la résonance ECR. Le blindage doit être adapté pour fournir un champ magnétique de 87,5 mT au niveau de la transition entre les ridges et la chambre plasma cylindrique.

Cette nouvelle configuration magnétique sur la source ALISES présente alors deux avantages potentiels :

- *Le solénoïde se trouve désormais à la masse laboratoire. Cela réduit ainsi le nombre d'éléments à la haute tension, ce qui simplifie le fonctionnement, la fiabilité et la maintenance d'une source d'ions. Il sera aussi possible de profiter du champ magnétique du solénoïde source pour commencer la focalisation du faisceau dès son extraction.*

- *Un autre avantage provient du champ magnétique strictement croissant dans la chambre plasma produit par un seul solénoïde source. Il est ainsi possible de déplacer la zone ECR de 87,5 mT le long de l'axe sur toute la longueur de la chambre plasma. Ce qui rend possible l'utilisation d'une chambre plasma mécaniquement ajustable permettant la réalisation d'une étude de l'influence de la forme et de la taille de la chambre plasma sur le faisceau. En effet, les dimensions globales de la source (solénoïdes et tube accélérateur) sont définies par la taille de la chambre plasma. L'objectif est donc de réussir à diminuer cette chambre en longueur et en diamètre tout en améliorant ou en gardant les caractéristiques actuelles du faisceau extrait.*

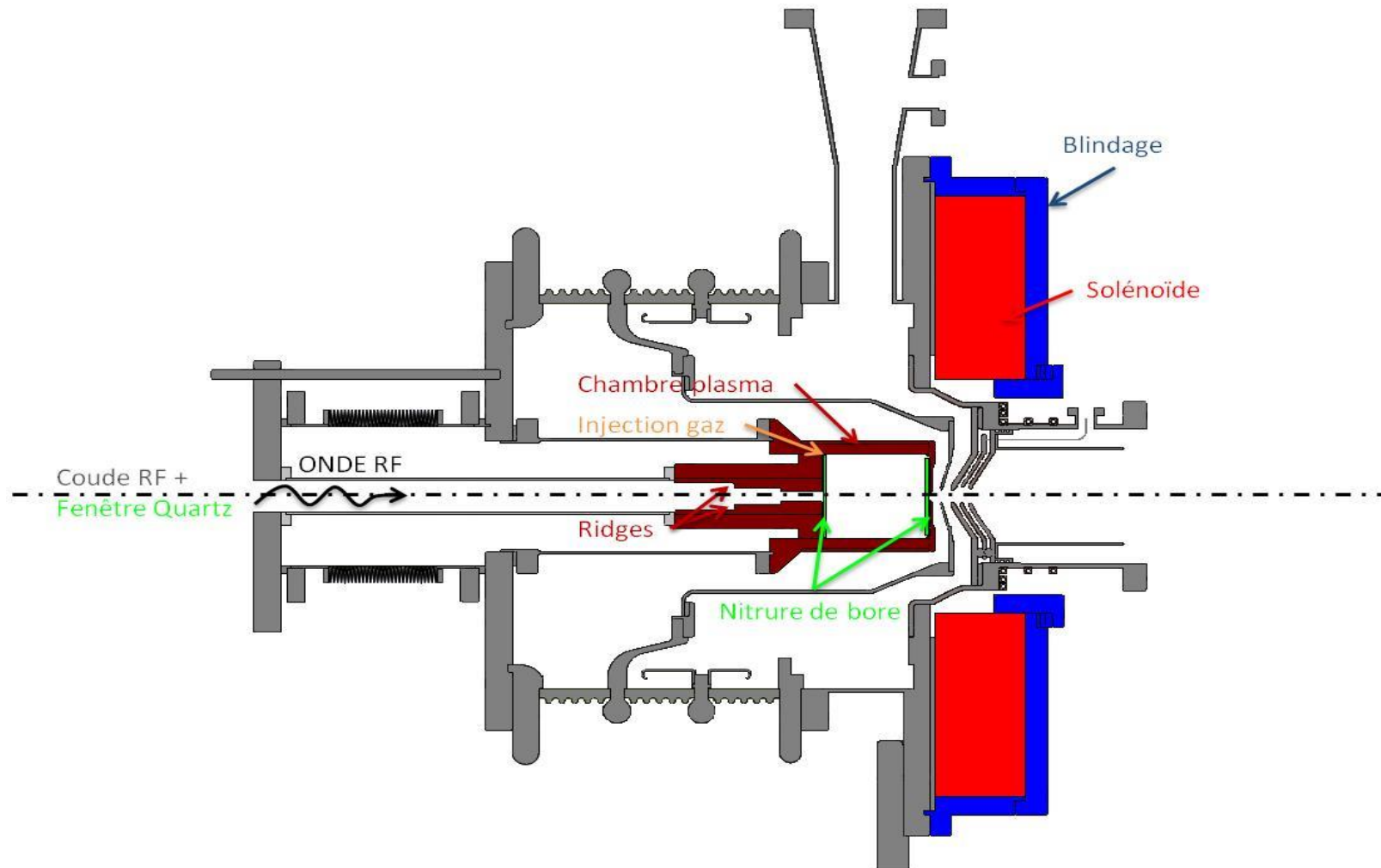


Figure III.1 : Création d'un plasma ECR dans la source ALISES.

Enfin, dans le cas de la source SILHI, le faisceau extrait de la chambre plasma doit traverser le tube accélérateur avant de sortir de la source. C'est uniquement après cela que le faisceau peut être focalisé par le solénoïde LBE1. Sur la source ALISES, nous avons voulu réduire au maximum la distance entre l'électrode plasma et l'injection dans le premier solénoïde. Pour cela, nous avons inversé la position de la chambre plasma (désormais à droite sur ALISES) et du tube accélérateur (à gauche sur ALISES) (cf. [Figure III.2](#)). La distribution électrique des électrodes du tube accélérateur se retrouve elle-aussi en position inversée.

Cette nouvelle configuration électrique sur la source ALISES présente alors deux autres avantages potentiels :

- *Avec la position inversée du tube accélérateur, le premier solénoïde de la ligne LBE peut-être rapproché de la source d'environ 300 mm, réduisant ainsi la longueur totale de la LBE. Cette réduction de la LBE doit permettre de transporter un faisceau de manière plus efficace, donnant ainsi la possibilité de réduire les dimensions de chacun des éléments qui la compose, et de réduire potentiellement les facteurs liés à l'augmentation d'émission du faisceau à la sortie de la ligne LBE.*

- *La source est posée sur un bâti à la masse du laboratoire. L'objectif étant de réduire le nombre d'éléments à la haute tension.*

*Pourquoi une nouvelle source ECR ?*

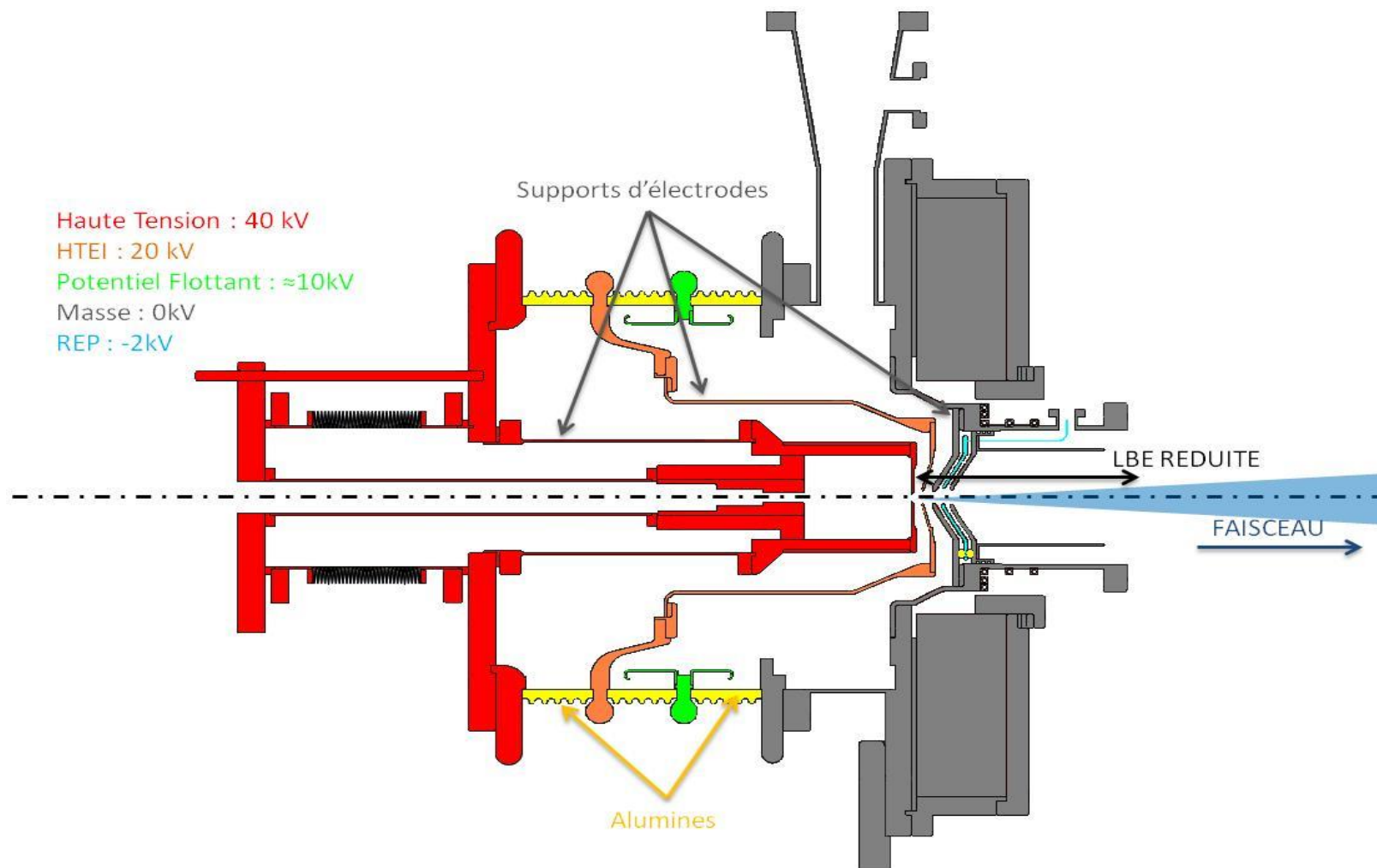


Figure III.2 : Schéma du tube accélérateur de la source ALISES

# IV.

## Conception magnétique de la bobine source

La conception de la partie magnétique de la source est la première étape pour la fabrication d'une source ECR. Elle doit permettre de définir le champ magnétique présent dans la source ainsi que le champ de fuite susceptible de modifier la dynamique du faisceau extrait. L'optimisation du solénoïde source a été réalisée à l'aide du logiciel Opera-2D [21]. Nous commencerons ce chapitre par la description du fonctionnement du solénoïde en double galette utilisé pour la source ALISES. Nous décrirons ensuite le fonctionnement du code de calculs Opera-2D et nous exposerons les hypothèses et les contraintes liées à la source ALISES. La troisième partie sera consacrée à l'étude et l'optimisation du solénoïde source de la source ALISES. Enfin, nous verrons quels problèmes cette configuration est susceptible de poser, notamment les perturbations magnétiques sur le plasma engendrées par le premier solénoïde LBE1.

### 1. Constitution du solénoïde source

Avant de commencer à déterminer les caractéristiques du solénoïde de cette nouvelle source, il est nécessaire de définir comment est construit un solénoïde en double galettes et son principe de fonctionnement. Le but d'un solénoïde est de créer un champ magnétique par l'intermédiaire d'un courant circulant dans une bobine de cuivre. Le champ magnétique statique ainsi créé peut être déduit de l'équation de Biot et Savart. Un solénoïde est donc composé de deux éléments (cf. [Figure IV.1](#)) :

- la bobine en cuivre dans laquelle circule un courant  $I$ .
- le blindage composé d'un métal magnétique tel que le fer, entoure la bobine et permet de concentrer le champ magnétique.

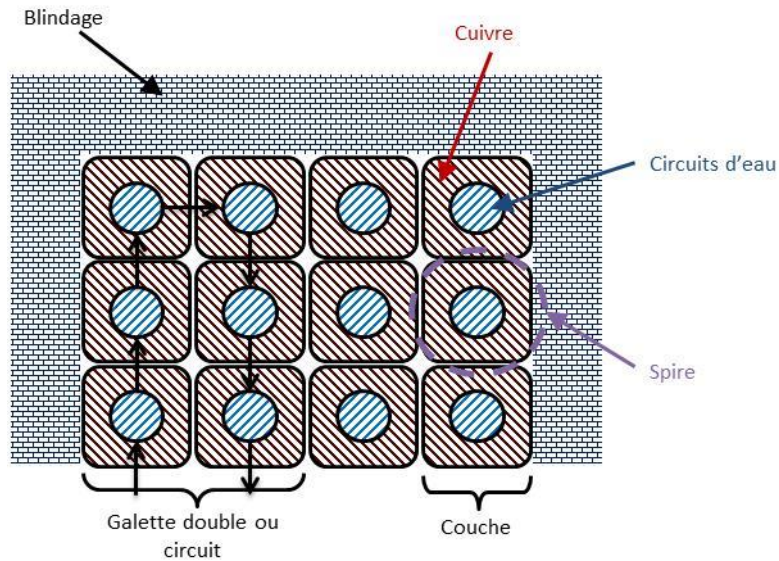


Figure IV.1 : Coupe d'un solénoïde en galettes doubles.

Le courant traversant le conducteur de cuivre entraîne une augmentation de température due à l'effet Joule. Ce conducteur est donc percé en son centre d'un trou circulaire sur toute sa longueur afin de faire circuler de l'eau sous pression qui va permettre son refroidissement. Pour assurer l'isolation électrique entre les spires, le conducteur est moulé dans une résine isolante. Cette résine permet aussi le maintien mécanique de la bobine dans son blindage.

Pour obtenir un champ magnétique intense, il est nécessaire de réaliser plusieurs tours du conducteur. On obtient ainsi plusieurs couches horizontales (4 couches sur la [Figure IV.1](#)) et de spires verticales (3 spires sur la [Figure IV.1](#)). L'enroulement du conducteur se réalise, dans le cas de la source ALISES, en commençant par une couche intérieure du solénoïde vers les couches externes (suivre les flèches de la [Figure IV.1](#)). Une fois atteint la couche la plus interne, le conducteur est plié sur une autre spire. On enroule ensuite le conducteur jusqu'à la dernière couche externe. Par cet enroulement, on obtient des galettes doubles (2 galettes doubles dans notre exemple) composées chacune d'un conducteur et d'un circuit de refroidissement.

## 2. Description du problème

### 2.A. Le code de calculs

Le code Opera-2D constitue une suite de programmes pour calculer les champs électromagnétiques statiques ou dynamiques en deux dimensions. Il contient également des modules permettant le calcul des efforts mécaniques et thermiques. Il utilise pour cela la méthode des éléments finis pour résoudre les équations différentielles partielles qui décrivent ces processus physiques. Ces équations sont :

- L'équation de Poisson pour le calcul des champs électriques et magnétiques statiques.
- L'équation de Helmholtz pour le calcul de la propagation dynamique des champs.

- L'équation de diffusion pour les calculs thermiques

Le modèle prévoit également la possibilité d'intégrer des matériaux non linéaires. Dans la conception du solénoïde source, nous n'aurons besoin que de la partie magnétostatique du code incluant la perméabilité magnétique du fer qui servira au blindage du solénoïde.

La géométrie et les données d'entrées peuvent être intégrées par l'intermédiaire d'un préprocesseur interactif. Le solénoïde sera à symétrie de révolution, il sera donc plus aisé d'utiliser les coordonnées cylindriques pour les calculs. Le modèle physique est ensuite maillé par une grille triangulaire. Les équations sont résolues en chaque nœud de cette grille puis les solutions sont interpolées entre chacun d'eux.

L'analyse des données peut être effectuée grâce à un module graphique interactif : le post processeur. Il est ainsi possible d'obtenir le module et la direction du champ à chaque nœud.

## 2.B. Les contraintes

Le cahier des charges du solénoïde d'ALISES comporte des contraintes physiques liées à son utilisation mais aussi des contraintes mécaniques et financières qu'il convient d'explicitier :

- On veut se réserver la possibilité de déplacer la zone ECR de 87,5 mT à n'importe quel point de la chambre plasma sans déplacer la position du solénoïde source. Ce qui impose que le champ magnétique doit être strictement croissant le long de l'axe z dans la chambre plasma. Il sera alors possible d'obtenir 87,5 mT en tout point sur l'axe en ne régulant que le courant débité dans le solénoïde source.

- Afin d'obtenir ce champ strictement croissant, il faut que le solénoïde soit en aval de la chambre plasma. Pour réduire la longueur de la LBE, il faut aussi qu'il soit le plus près possible de la chambre plasma. Nous avons donc décidé de positionner l'extrémité du solénoïde au niveau de l'électrode d'extraction à  $z = 0$  mm (cf. [Figure IV.2](#)). Dans ces conditions, le solénoïde doit être capable de produire un champ magnétique de 87,5 mT sur l'axe à une distance de 100 mm.

- Le champ de fuite du solénoïde du côté de la chambre plasma doit être maximisé. On utilisera donc un blindage sur la partie externe de la bobine, la partie en aval de l'extraction et un retour de blindage qui doit renvoyer les lignes de champs vers la chambre plasma (cf. [Figure IV.2](#)).

- Le solénoïde doit être le moins épais possible afin de réduire la longueur de la LBE.



- Le rayon interne du solénoïde doit être suffisamment grand pour y insérer les différentes électrodes d'extraction.

- Il doit pouvoir être alimenté par des alimentations existantes de 250 A et 30 V et être refroidi par un circuit d'eau avec une pression de  $3 \cdot 10^5$  Pa, ce qui correspond au matériel existant.

- Le champ à l'extérieur du solénoïde doit être le plus faible possible pour répondre aux réglementations de sécurité européennes sur les champs électromagnétiques [22].

Les dimensions suivantes du solénoïde source ont ainsi été optimisées pour répondre à ces différentes contraintes (cf. [Figure IV.2](#)) :

- Rayon externe du blindage
- Rayon interne du blindage
- Rayon externe de la bobine
- Rayon interne de la bobine
- Epaisseur de la bobine
- Epaisseur du blindage
- Longueur du retour de blindage

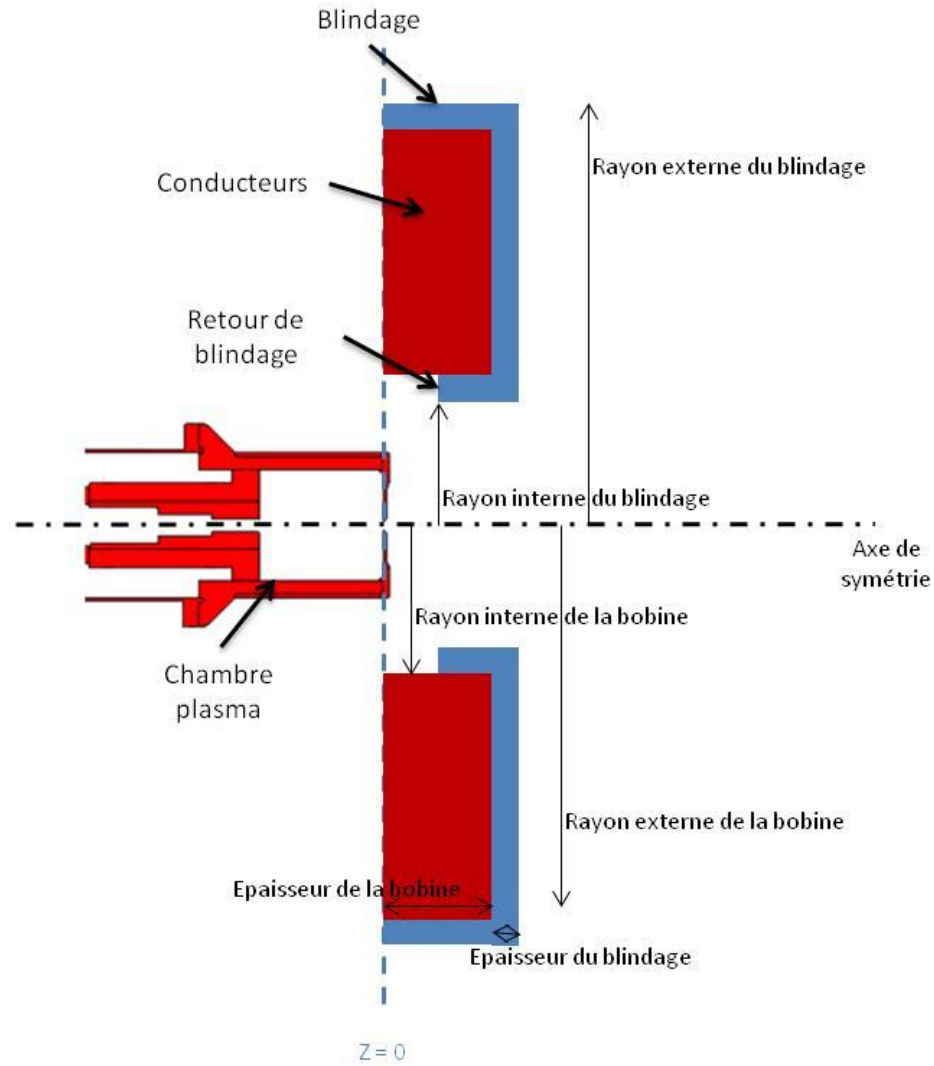


Figure IV.2 : Schéma du solénoïde source.

### 3. Optimisation du solénoïde

Chacun des paramètres étant couplé aux autres, nous avons procédé à plusieurs optimisations successives. Ces optimisations ont conduit à un solénoïde source possédant les dimensions suivantes :

Rayon externe du blindage	340 mm
Rayon interne du blindage	105 mm
Rayon externe de la bobine	320 mm
Rayon interne de la bobine	125 mm
Epaisseur de la bobine	85 mm
Epaisseur du blindage	20 mm
Longueur du retour de blindage	65 mm

Tableau IV.1 : Dimensions du solénoïde source.

Chacune des dimensions du solénoïde source a été optimisée afin de répondre à toutes les exigences du cahier des charges. Nous présentons maintenant les résultats obtenus démontrant l'impossibilité de réduire les dimensions du solénoïde source. Dans chaque section, le solénoïde possède les dimensions résumées dans le Tableau IV.1. Le critère principal retenu est la nécessité d'utiliser des alimentations existantes, nous avons donc choisi de présenter tous les résultats en fonction du courant nécessaire à la bobine pour produire le champ de 87,5 mT dans la chambre plasma à la position  $z = -100 \text{ mm}^1$ .

#### 3.A. Rayon externe et interne du blindage

Les rayons externes et internes du blindage sont limités par des considérations mécaniques. Le solénoïde doit pouvoir s'intégrer dans l'environnement existant, ce qui impose un rayon total du solénoïde de 340 mm. De plus, la chambre plasma et les supports des électrodes d'extraction doivent s'insérer à l'intérieur du solénoïde. Cette contrainte fixe alors le rayon interne du blindage à 105 mm.

#### 3.B. Rayon externe de la bobine

Le but de cette partie du solénoïde source va être de canaliser le champ magnétique en direction de la chambre plasma. Trois possibilités se sont dégagées des simulations (cf. [Figure IV.3](#)).

---

<sup>1</sup> Rappelons que la position  $z = 0 \text{ mm}$  correspond à l'intérieur de l'électrode plasma.

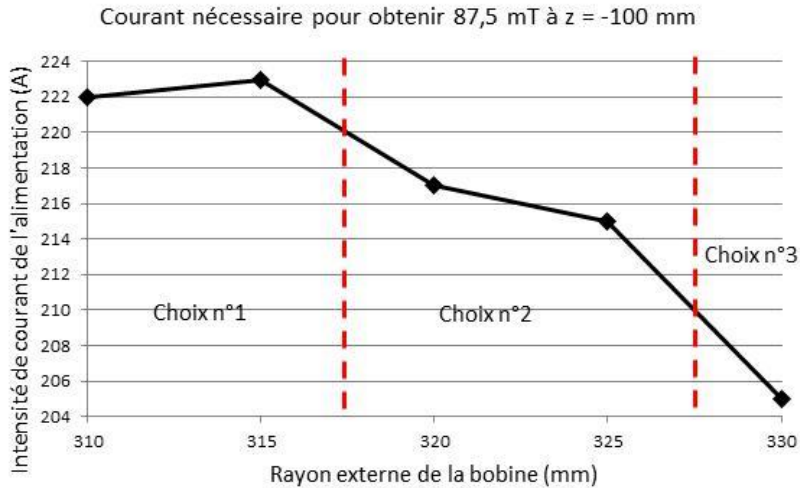


Figure IV.3 : Optimisation du rayon externe de la bobine.

Le choix n°1 résulte d'une petite bobine et d'un blindage externe épais. Bien que, cette solution soit théoriquement réalisable avec une alimentation de 250 A, il est préférable d'avoir une marge de manœuvre de plus de 15% sur l'alimentation. Le choix n°1 a donc été écarté.

Le choix n°2 est un bon compromis. Il permet en outre de ne pas dépasser les 0,06 mT en dehors du solénoïde ce qui est bien inférieur aux 0,2 mT préconisés par les directives européennes.

Le choix n°3 résulte d'une grande bobine et d'un blindage externe fin. Cela profite à l'alimentation car il est possible d'avoir un plus grand nombre d'Ampère-tour. Cependant il existe un risque de sécurité avec des fuites de champ à cause du blindage externe trop fin. Il existe aussi un risque mécanique de déformation lors du montage car le blindage externe permet de maintenir la bobine en place. Le choix n°3 a donc été écarté.

### 3.C. Rayon interne de la bobine

Le but de cette partie du blindage est le même que précédemment mais les intensités de champ magnétique sont plus importantes à l'intérieur du solénoïde. Le critère est le même que précédemment, c'est-à-dire que le courant de l'alimentation doit être inférieur à 250 A. On distingue trois choix (cf. [Figure IV.4](#)).

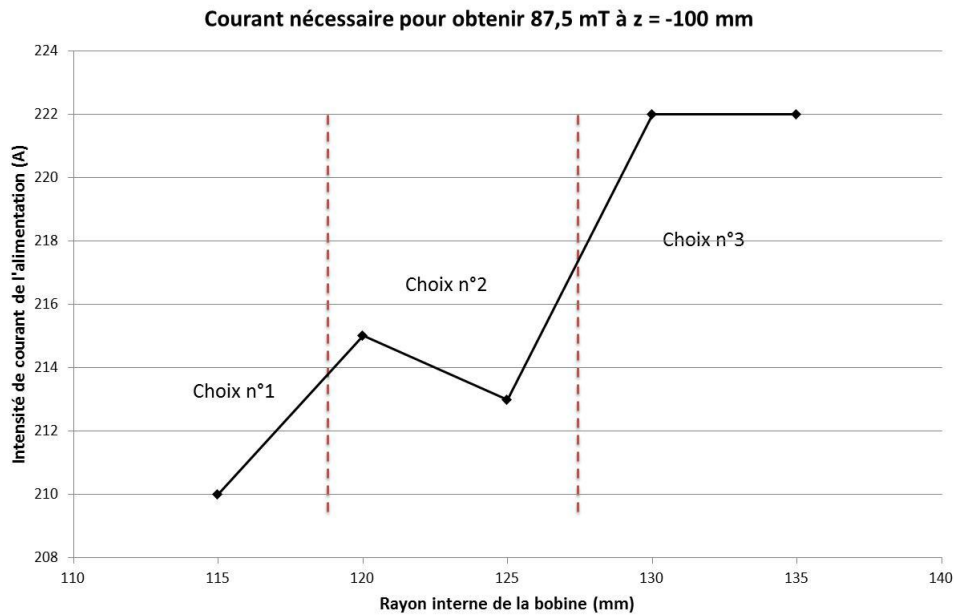


Figure IV.4 : Optimisation du rayon interne de la bobine<sup>12</sup>.

Le choix n°1 semble donner les meilleurs résultats. L'épaisseur du blindage serait de 10 mm seulement. Or le risque de fuites de champ entre les différentes parties du blindage est plus important pour cette épaisseur. De plus, le gain réalisé par rapport au choix n°2 est très faible. On préfère donc ne pas opter pour cette solution.

Le choix n°3 se traduit par une augmentation de 6 A sur l'alimentation. De plus, le blindage aurait une épaisseur de 40 mm. Les pièces qui composent le retour de blindage ne seraient alors plus manipulables par un homme seul. Le choix n°2 a donc été retenu. Le rayon interne de la bobine est fixé à 125 mm.

### 3.D. Épaisseur de la bobine

La bobine doit avoir une épaisseur la plus petite possible afin de réduire au maximum la longueur de la LBE. Cependant, on doit pouvoir créer un champ de 87,5 mT à la distance  $z = -100$  mm avec une alimentation de 250 A et 30 V (ce qui correspond aux alimentations déjà présentes dans le laboratoire). Les simulations montrent que l'intensité du courant nécessaire diminue si la bobine est plus épaisse (cf. Figure IV.5). En effet, le nombre de tours augmente avec l'épaisseur et l'intensité du courant peut diminuer pour obtenir un nombre d'Ampères-tours constant.

<sup>1</sup> Notons que le rayon interne du blindage reste constant sur cette courbe. La quantité de fer du retour de blindage augmente donc proportionnellement avec le rayon interne de la bobine. La courbe obtenue résulte donc de la variation implicite de deux dimensions du solénoïde source.

<sup>2</sup> Le point pour  $R_{int} = 125$  mm s'explique car il est possible d'ajouter une spire supplémentaire pour ce rayon.

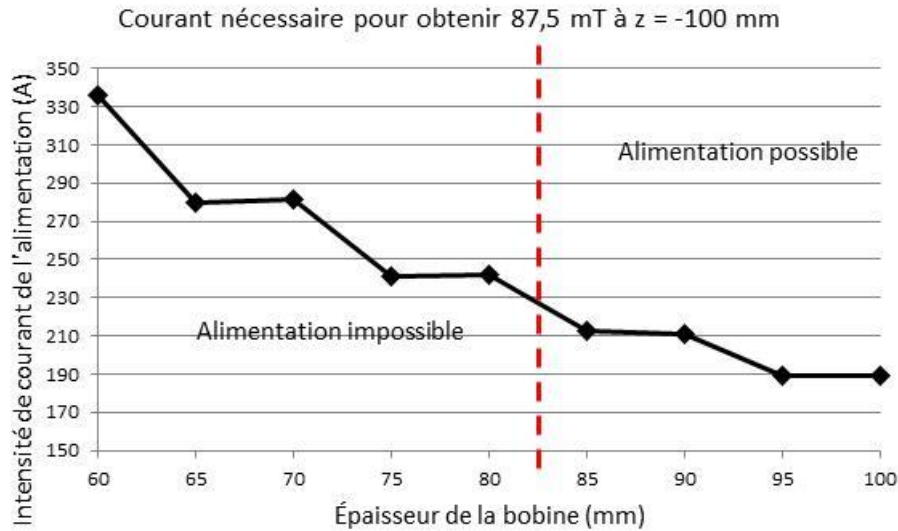


Figure IV.5 : Optimisation de l'épaisseur de la bobine<sup>12</sup>.

Une valeur limite au-delà de laquelle il faudrait des alimentations plus puissantes est atteinte lorsque l'épaisseur de la bobine est plus petite que 85 mm. Dans la mesure où on cherche à avoir une plus petite épaisseur possible, on choisit donc la valeur de 85 mm.

### 3.E. Épaisseur du blindage

Cette partie du blindage doit contenir les lignes de champ afin de les diriger vers la chambre plasma. Il est aussi nécessaire d'avoir un champ magnétique le plus faible possible à l'extérieur du solénoïde. L'épaisseur du blindage doit être la plus grande possible pour diminuer l'intensité de l'alimentation (cf. Figure IV.6).

Une augmentation importante du courant a lieu lorsque l'épaisseur du blindage est inférieure à 15 mm. Il y a alors des pertes de champ à travers le blindage et l'alimentation doit compenser ces pertes. De plus, le champ magnétique à l'extérieur du solénoïde atteint des valeurs de l'ordre de 300 mT, ce qui est au-dessus des normes de sécurité. L'épaisseur du blindage est donc fixée à 20 mm et le champ magnétique externe ne dépasse pas 60 mT.

<sup>1</sup>, La longueur du retour de blindage n'est pas restée constante dans ce calcul afin de garder l'espace nécessaire pour les électrodes d'extraction. Cette longueur a été réduite d'autant que l'épaisseur de la bobine.

<sup>2</sup> L'aspect en marche d'escalier de cette courbe provient du fait qu'il est possible d'ajouter une couche supplémentaire tous les 10 mm environ.

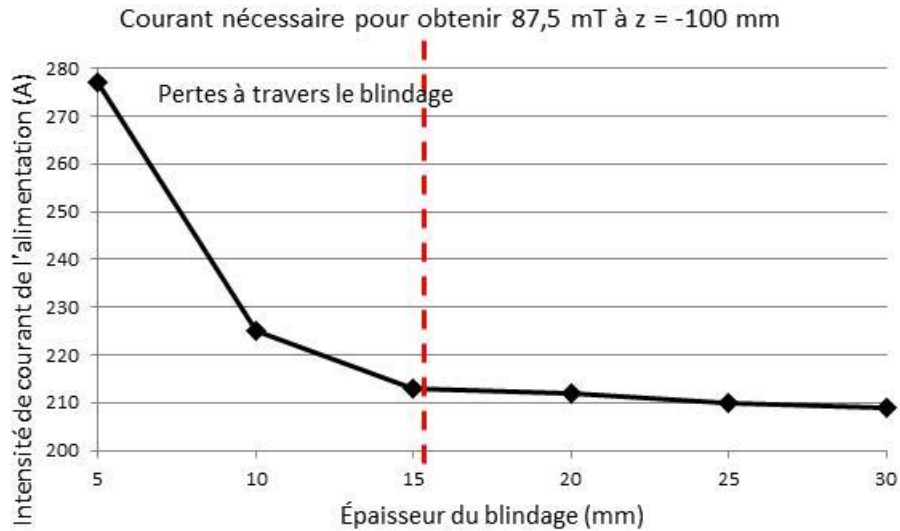


Figure IV.6 : Optimisation de l'épaisseur du blindage.

### 3.F. Longueur du retour de blindage

Le rôle du retour de blindage est de renvoyer le champ magnétique en direction de la chambre plasma. Cette longueur ne peut pas dépasser la valeur de 65 mm pour des problèmes d'intégration mécanique de la chambre plasma et de tenue à la tension des électrodes. Les résultats obtenus avec les simulations montrent qu'il faut un retour de blindage le plus long possible (cf. Figure IV.7). La longueur du retour de blindage est donc fixée à 65 mm.

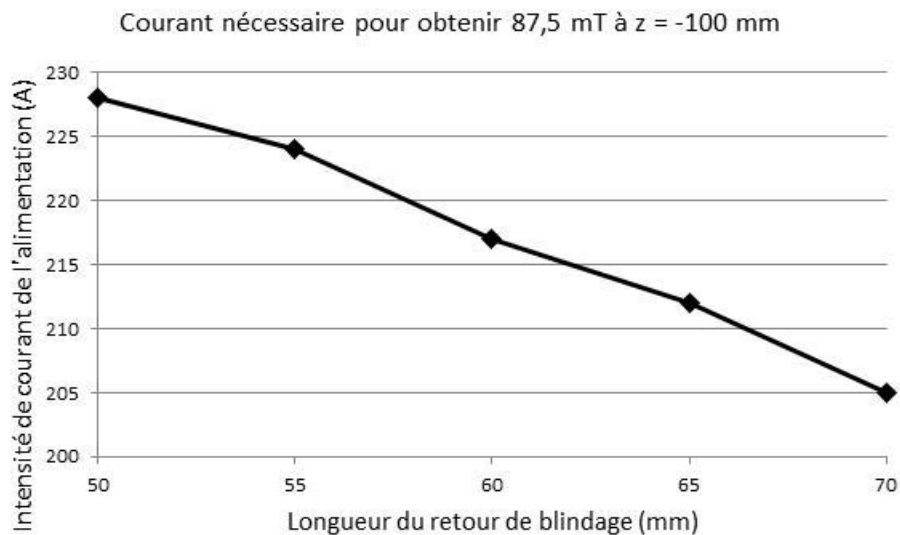


Figure IV.7 : Optimisation de la longueur du retour de blindage.

## 4. Perturbations du premier solénoïde de la LBE

Les plans d'ALISES permettent de se baser sur une réduction de la LBE de l'ordre de 300 mm par rapport au projet IFMIF [5]. Cette réduction de la longueur de la LBE s'accompagne du rapprochement du premier solénoïde LBE1. Le champ magnétique sur l'axe le long de la LBE est donné par la courbe bleue (cf. Figure IV.8). On peut voir que le solénoïde LBE1 crée un champ magnétique qui peut s'étendre jusqu'à une distance de 200 mm à 300 mm de celui-ci. Il est alors possible que le champ magnétique généré par ce solénoïde LBE1 vienne perturber le plasma de la source.

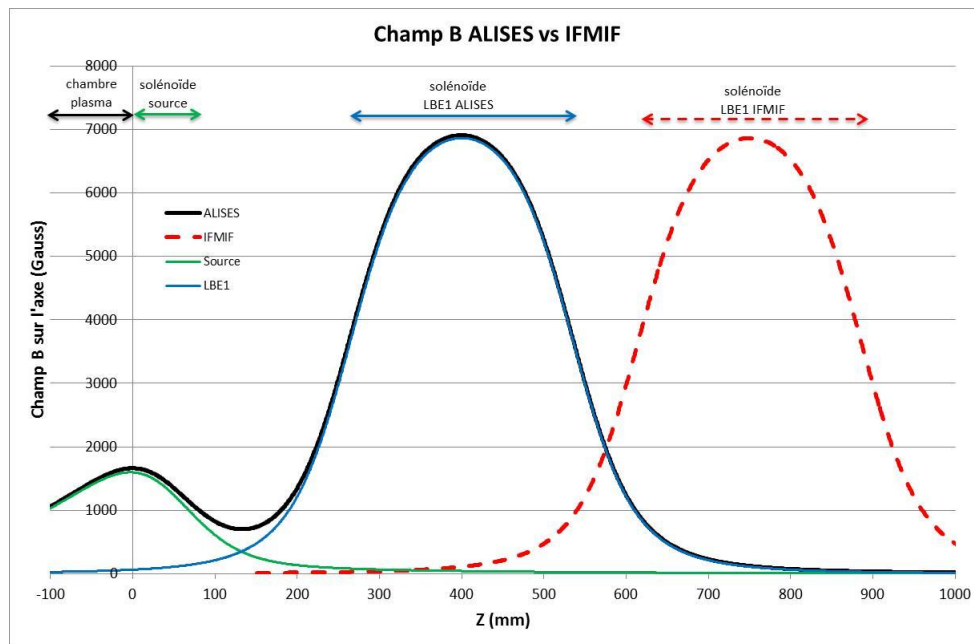


Figure IV.8 : Comparaison du champ magnétique le long de la LBE entre ALISES et IFMIF.

Pour quantifier son impact sur le plasma, on utilisera la valeur  $\Delta_B$  qui est la variation, en %, du champ magnétique B dû à la présence du solénoïde LBE.

$$\Delta_B = \frac{(B_{LBE+source} - B_{source})}{B_{source}} \quad \text{Équation IV.1}$$

$\Delta_B$  : variation du champ magnétique

$B_{LBE+source}$  : somme des champs magnétiques LBE + source

$B_{source}$  : champ magnétique de la source seule

On note  $\Delta_s$  la distance entre les deux bords du solénoïde source et du solénoïde LBE1.

L'étude sur l'impact du rapprochement du solénoïde LBE a été effectuée à l'aide du programme Opera-2D. Les simulations ont été effectuées en faisant varier la position du solénoïde sur l'axe, les dimensions du retour de blindage ainsi que le courant débité par l'alimentation dans le solénoïde LBE.



#### 4.A. Courant

Considérons le cas le plus défavorable, c'est-à-dire que le solénoïde LBE peut se retrouver collé au solénoïde de la source même si cette solution ne peut être envisagée mécaniquement. La perturbation créée par le solénoïde LBE a été calculée pour différentes valeurs de courant. On observe une partie à croissance linéaire de  $\Delta_B$  (en bleu) et une autre à croissance non linéaire (en rouge) (cf. Figure IV.9).

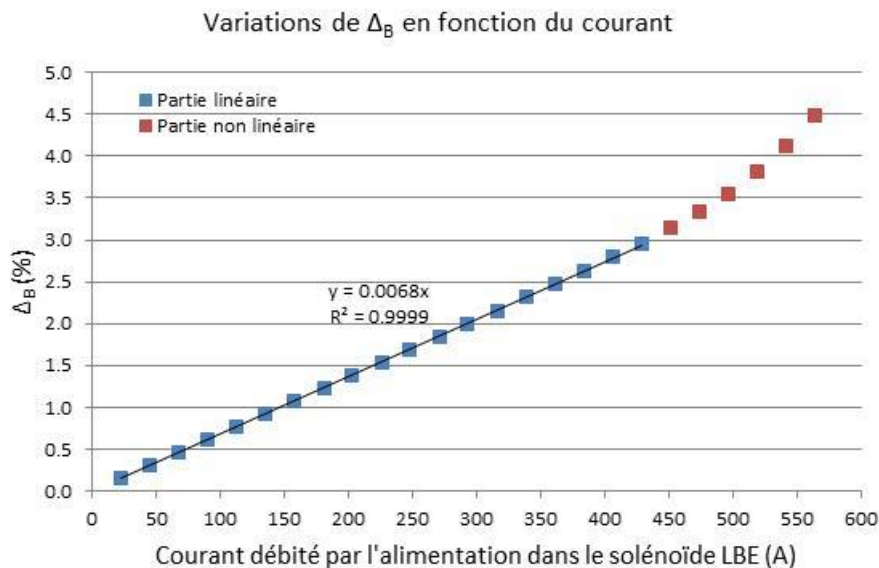


Figure IV.9 : Variations de  $\Delta_B$  en fonction du courant et limite de saturation du blindage.

Avec l'augmentation du champ magnétique, le fer qui compose le blindage ne peut plus absorber toutes les lignes de champ. On atteint alors la limite de saturation du blindage du solénoïde LBE1 qui se trouve à une valeur de champ de l'ordre de 1,5 T. Des lignes de champ commencent à traverser le blindage et se retrouvent guidées par le blindage du solénoïde source. On observe alors une augmentation non linéaire de  $\Delta_B$ . Afin de minimiser l'impact du solénoïde LBE sur la chambre plasma, il sera donc nécessaire de toujours rester en dessous du champ magnétique de saturation du blindage LBE.

#### 4.B. Position du solénoïde

Afin de minimiser l'impact du solénoïde LBE1 sur le champ magnétique à l'intérieur du plasma, il est possible d'éloigner le solénoïde LBE1 du solénoïde source. La valeur  $\Delta_S$  est la distance entre les extrémités des solénoïdes. Les simulations ont été effectuées pour  $\Delta_S = 5$  mm à  $\Delta_S = 50$  mm par pas de 5 mm avec une intensité de courant dans le solénoïde de 564 A (cf. Figure IV.10).

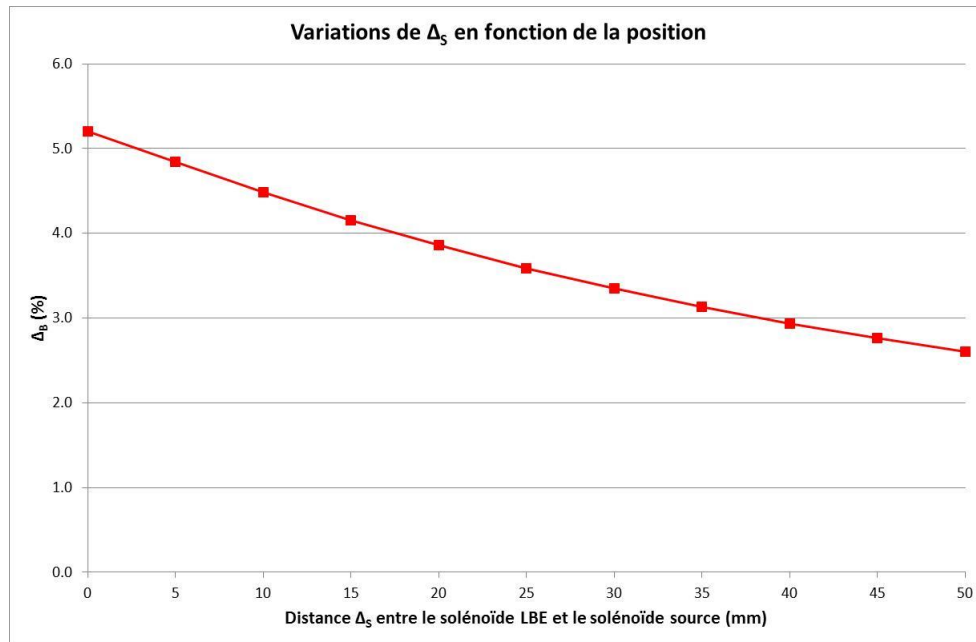


Figure IV.10 : Variations de  $\Delta_B$  en fonction de  $\Delta_s$ . Rôle du blindage source.

En noir, figurent les résultats obtenus sans le blindage du solénoïde source et en rouge figurent les résultats obtenus avec ce blindage. On observe que le blindage du solénoïde source permet de réduire de 50 % la quantité de champ transféré à la chambre plasma. La perturbation du solénoïde LBE est plus faible lorsqu'il s'éloigne de la chambre plasma. Avec la présence du blindage source, le champ dans la chambre plasma peut varier jusqu'à 5 %.

#### 4.C. Perspectives d'évolutions

A la suite de cette étude, on observe qu'il devient important de réaliser des tests sur les possibles perturbations du premier solénoïde LBE1. Notamment de déterminer si la valeur de 5% d'augmentation du champ magnétique peut avoir une conséquence sur le plasma.

On sait également qu'une réduction supplémentaire de la distance entre le solénoïde source et le solénoïde LBE1 entraînera une intrication entre ces deux solénoïdes pour produire le champ magnétique source. Ceux-ci peuvent alors se réunir en un seul solénoïde permettant de réaliser la zone ECR de 87,5 mT et de focaliser le faisceau dès son extraction. Cette solution peut alors être envisagée dans les prochaines sources compactes.

## 5. Conclusion

Les différentes dimensions du solénoïde, ainsi que ces caractéristiques électriques et de refroidissement sont résumées à l'aide du Tableau IV.2. Nous avons utilisé les formules de l'Annexe afin de calculer les caractéristiques des alimentations et les caractéristiques hydrauliques du solénoïde.

Le rayon interne, l'épaisseur totale et la différence entre le rayon externe et le rayon interne de la bobine ont été définies par son optimisation. La bobine est constituée de 19 spires par

## Conception magnétique de la bobine source

couches et de 8 couches soit un total de 152 spires. Le coefficient de foisonnement<sup>1</sup> théorique axial et transverse est respectivement de 1 % et 3 %. Le pas entre deux couches et entre deux spires, tenant compte de ce coefficient de foisonnement, est alors de 9,70 mm et 9,89 mm. La longueur moyenne de conducteur par spire est de 1388 mm et la bobine à elle seule pèse 120,5 kg.

Le conducteur utilisé, en cuivre de densité  $8,89 \text{ kg.dm}^{-3}$  et de résistivité  $1,8.10^{-8} \Omega.m^{-1}$ , est de section carré de 9 mm de côté avec un trou en son centre de  $\varnothing 4,5 \text{ mm}$  pour le refroidissement. A chaque coin de sa section est réalisé un congé de 1 mm de rayon. La section utile à travers le courant circule est alors de  $64 \text{ mm}^2$ . La longueur totale de ce conducteur pour réaliser la totalité de la bobine est de 211 m.

Une alimentation de 250 A et 15 V, produisant ainsi une puissance totale de 3,7 kW est nécessaire pour produire les 38 000 Ampère tours dans la bobine qui servent à obtenir 87,5 mT dans la chambre plasma. La densité de courant dans le conducteur est alors de  $3,9 \text{ A.mm}^{-2}$ .

Le refroidissement est réalisé par 4 circuits d'eau sous une pression de 3 bars et à une température initiale de  $20^\circ\text{C}$ . La longueur d'un circuit est de 52.7 m. L'augmentation de température par effet Joule attendue est de  $12^\circ\text{C}$ . A la température moyenne, l'eau possède donc une viscosité cinématique de 0,89 cStokes et traverse le conducteur à une vitesse de  $1,2 \text{ m.s}^{-1}$ . Le nombre de Reynolds de 5873 permet de considérer la circulation du fluide de refroidissement comme turbulente. Le débit total d'eau dans les 4 circuits est donc de  $4,4 \text{ l.mn}^{-1}$ .

Dans ces conditions, la courbe théorique du champ magnétique sur l'axe calculée à l'aide du code Opera-2D et la recette réalisée par le fabricant correspondent parfaitement (cf. [Figure IV.11](#)).

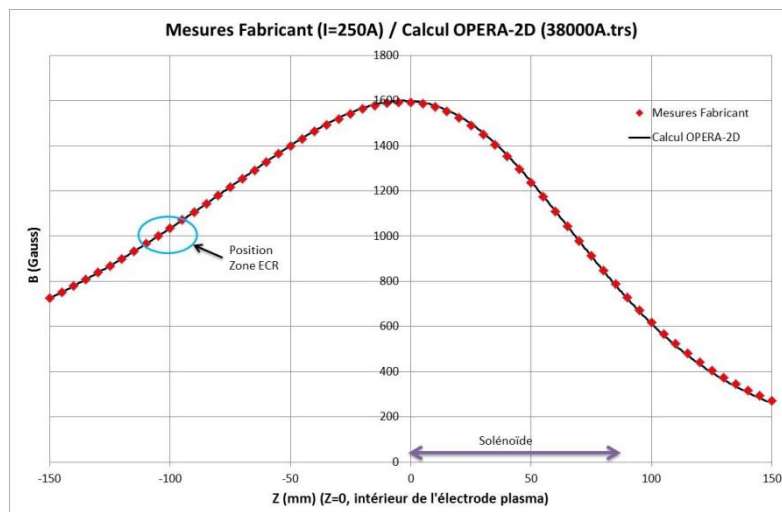


Figure IV.11 : Champ magnétique théorique et mesuré sur solénoïde source

<sup>1</sup> Ce coefficient, exprimé en %, détermine le pourcentage de la longueur axial ou transverse emplit de résine isolante présente entre chaque couches (axial) ou spires par couches (transverse).

<b>BOBINE</b>	
Type de bobinage	Galette double
Nombre d'Ampère-tours	38000 A.tours
Rayon interne	125 mm
Epaisseur (isolants compris)	85 mm
Rayon externe – Rayon interne	195 mm
Nombre de couches	8 couches
Nombre de spires par couches	19 spires
Nombre de spires total	152 spires
Coefficient de foisonnement axial	1 %
Coefficient de foisonnement transverse	3 %
Pas entre 2 couches	9,70 mm
Pas entre 2 spires	9,89 mm
Longueur moyenne par spire	1388,18 mm
Masse de la bobine	120,50 kg
<b>CONDUCTEUR</b>	
Matériau	Cuivre
Longueur	9 mm
Epaisseur	9 mm
Rayon du congé	1 mm
Diamètre du trou	4,5 mm
Section utile	64,24 mm <sup>2</sup>
Résistivité à la température maximum du fluide	1,805.10 <sup>-8</sup> Ω.m <sup>-1</sup>
Densité à 20°C	8,89 kg.dm <sup>-3</sup>
Longueur totale du conducteur	211,00 m
<b>CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES</b>	
Courant	250 A
Tension	14,82 V
Résistance	0,059 Ω
Puissance	3,706 kW
Densité de courant	3,892 A.mm <sup>-2</sup>
Inductance	5,46.10 <sup>-2</sup> Henry
<b>REFROIDISSEMENT</b>	
Nombre de circuits de refroidissement	4 circuits
Nombre de spires par circuit	38 spires
Longueur d'un circuit	52,75 m
Température d'entrée	20,0 °C
Elévation de température	12,0 °C
Viscosité cinématique à la température moyenne	0,89 cStokes
Débit d'un circuit	1,11 l.mn <sup>-1</sup>
Débit total	4,43 l.mn <sup>-1</sup>
Vitesse d'écoulement	1,16 m.s <sup>-1</sup>
Nombre de Reynolds	5873
Rugosité maximum	44 μm
Perte de charge par circuit	3,0 bar

Tableau IV.2 : Tableau récapitulatif des caractéristiques du solénoïde source.





# Conception électrique

La conception de la partie électrique de la source est une étape dont l'objectif est d'extraire le faisceau d'ions de la chambre plasma. Nous commencerons donc ce chapitre par l'optimisation des électrodes d'extraction à l'aide du code Axcel-Inp [23].

La deuxième partie de ce chapitre consiste à vérifier la tenue en tension du tube accélérateur. Il s'agira de déterminer quels sont les risques de claquages et ce qu'il est possible de faire pour les éviter lors de la conception de la source ALISES.

## 1. Optimisation du faisceau extrait avec Axcel-Inp

### 1.A. Structure du code d'extraction

Le code de calculs Axcel-Inp est un code macro particulière 2D qui prend en compte une compensation de charge d'espace constante. Ce code fonctionne de la manière suivante :

- Création d'un plasma avec des densités ioniques données.
- Calcul du champ électrique statique créé par les électrodes d'extraction.
- Calcul de l'extraction d'un faisceau de macro-particules en fonction du champ électrique des électrodes et éventuellement d'une carte de champ magnétique.
- Calcul d'une carte de potentiel électrique créé par la charge d'espace. La compensation de charge d'espace  $\phi$  est considérée comme constante et correspond à une diminution de l'intensité du courant du faisceau. Chaque macro-particule possède une charge électrique compensée de valeur  $\phi q$  avec  $q$  la charge de la macro-particule.
- Calcul de l'extraction du faisceau en fonction du champ électrique des électrodes, du champ magnétique ET de la charge d'espace.

Les deux dernières opérations sont répétées plusieurs fois jusqu'à obtention des critères de convergence.

### 1.B. Cadre de la simulation et hypothèses

Les paramètres à optimiser sont la distance entre l'électrode HT et l'électrode EI (distance D1) ainsi que la distance entre l'électrode EI et l'électrode EM1 (distance D2). Pour des raisons pratiques, la position d'une électrode est donnée par le point le plus proche de l'électrode HT. L'intérieur de l'électrode HT (le côté faisant face au plasma) constitue la position  $z = 0$  mm. (cf. [Figure V.1](#)).

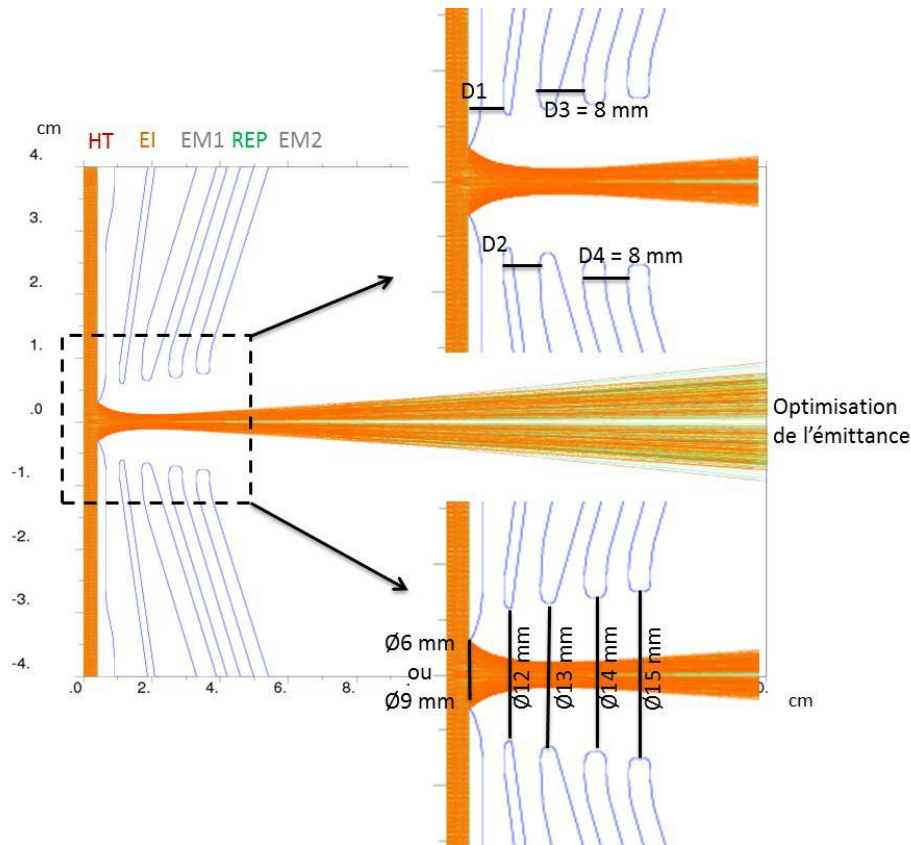


Figure V.1 : Paramètres d'extraction d'un faisceau d'ions  $H^+$ ,  $H_2^+$  et  $H_3^+$  avec le code Axcel-Inp.

La source ALISES doit pouvoir fonctionner aussi bien à une tension d'extraction de 40 kV qu'à 95 kV. Nous avons donc décidé de réaliser une optimisation pour ces deux cas. L'optimisation du faisceau a été faite de manière à obtenir un minimum d'émittance 4D à une distance  $z = 200$  mm.

D'une manière générale, les paramètres suivants qui ont été pris pour les simulations d'extraction du faisceau ont été validés par comparaison avec les mesures expérimentales réalisées sur la source SILHI [24].

#### Le maillage :

Le maillage est de 481 mailles en x et de 90 mailles en z.

#### Paramètres plasma :

La température électronique prise pour le plasma est de 10 eV et la température ionique est de 0,23 eV.

#### Composition du faisceau :

Le faisceau initial est de densité uniforme. Il est composé de 80% de  $H^+$ , 15 % de  $H_2^+$  et 5 % de  $H_3^+$ . La densité de courant de  $H^+$  est de  $1720 \text{ A.mm}^{-2}$  pour extraire 100 mA et de  $1320 \text{ A.mm}^{-2}$  pour extraire 40 mA. La compensation de charge d'espace est supposée constante et vaut 96,5%.

Champ magnétique :

Le code de calcul Axcel-Inp ne tient pas compte d'une variation radiale du champ magnétique. Le champ magnétique utilisé est donc celui du champ magnétique longitudinal sur l'axe du solénoïde source.

**1.C. Optimisation des distances D1 et D2**

L'optimisation des distances D1 et D2 avec le code de calcul Axcel-Inp a permis d'obtenir une émittance de  $0,0117 (\pi.\text{mm.mrad})^2$  pour un faisceau de 100 mA de protons avec un trou d'extraction pour l'électrode plasma de  $\varnothing 9$  mm (cf. [Tableau V.1](#)). Les distances D1 et D2 sont alors de 10,5 mm et 13,5 mm respectivement. Pour un faisceau de 40 mA extrait à une tension de 40 kV, l'émittance est alors de  $0,0034 (\pi.\text{mm.mrad})^2$  avec un trou d'extraction pour l'électrode plasma de  $\varnothing 6$  mm. Les distances D1 et D2 sont alors de 6,5 mm chacun.

Potentiel électrode HT :	95 kV	40 kV
Potentiel électrode HTEI :	65kV	20 kV
Potentiel Repousseuse e <sup>-</sup> :	-2,5 kV	-1,5 kV
-----		
$\varnothing_{\text{trou}}$ électrode HT :	9 mm	6 mm
$\varnothing_{\text{trou}}$ électrode HTEI :	12 mm	12 mm
$\varnothing_{\text{trou}}$ électrode Masse n°1 :	13 mm	13 mm
$\varnothing_{\text{trou}}$ Repousseuse e <sup>-</sup> :	14 mm	14 mm
$\varnothing_{\text{trou}}$ électrode Masse n°2 :	15 mm	15 mm
-----		
Distance HT-HTEI (D1) :	10,5 mm	6,5 mm
Distance HTEI-Masse n°1 (D2) :	13,5 mm	6,5 mm
Distance Masse n°1-Repousseuse e <sup>-</sup> (D3) :	8 mm	8 mm
Distance Repousseuse e <sup>-</sup> -Masse n°2 (D4) :	8 mm	8 mm

Tableau V.1 : Caractéristiques du système d'extraction pour 95 kV et 40 kV.

**1.D. Effet du champ de fuite du solénoïde source sur l'extraction du faisceau**

L'un des objectifs de la source ALISES est de profiter du champ de fuite du solénoïde source pour participer à la focalisation du faisceau. Lors de la conception magnétique et électrique de la source, il est apparu que ce champ de fuite possède une intensité du même ordre de grandeur que le champ de fuite de la source SILHI ( $\approx 0,16$  t). Il participe donc très faiblement à la focalisation du faisceau.

Par ailleurs, nous avons constaté au chapitre [I.5](#) que le champ magnétique d'un solénoïde peut entraîner une augmentation d'émittance. Les simulations montrent une augmentation d'émittance dû au solénoïde source de l'ordre de 2%. Les prochaines sources doivent donc aller en sens inverse de la source ALISES, c'est-à-dire tenter de réduire le champ magnétique produit par le solénoïde source et vu par le faisceau.



## 2. Claquages dans le tube accélérateur

Cette optimisation du système d'extraction doit s'accompagner d'un calcul de tenue électrique. La question est de savoir s'il y aura présence de claquages avec les distances voulus. Ces calculs ont été réalisés avec le code Opera-2D. Il existe deux zones où le risque de claquage peut être important. Une première zone au niveau des espaces entre les électrodes et une seconde zone au niveau des supports des électrodes.

### 2.A. Description du phénomène

Aux niveaux habituels de pression (pression atmosphérique et au-delà) le comportement diélectrique des gaz est représenté par la branche droite de la courbe de Paschen (cf. [Figure V.2](#)) : la tension de claquage  $V$  est une fonction croissante du produit  $pd$  :

$$V = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)} \quad \text{Équation V.1}$$

$V$  : tension de claquage

$p$  : pression du gaz

$d$  : distance entre les électrodes

$C = \ln(A/\ln(1 + 1/\gamma))$

$A, B, C$  : constantes qui dépendent de la nature du gaz

$\gamma$  : deuxième coefficient d'émission secondaire de l'électrode de Townsend

Où  $A = 3,75 \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $B = 97,51 \text{ V} \cdot \text{Pa}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  et  $\gamma = 10^{-3}$ .

Cette relation caractérise le mécanisme d'ionisation en chaîne (avalanche de Townsend) responsable du claquage : les électrons doivent acquérir entre deux collisions une énergie suffisante (proportionnelle à  $V/pd$ ) pour ioniser les molécules du gaz et créer ainsi d'autres électrons.

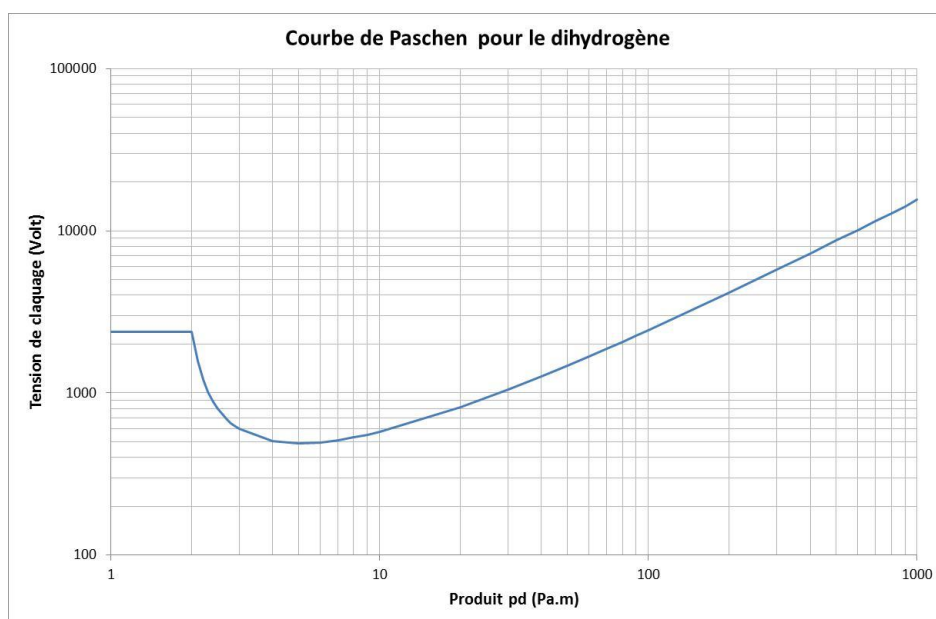


Figure V.2 : Courbe de Paschen pour des claquages sous  $\text{H}_2$ .

Aux basses valeurs de pression, ce mécanisme ne fonctionne plus. En effet, les électrons peuvent acquérir beaucoup d'énergie pendant leur libre parcours moyen, mais la probabilité qu'ils rencontrent des molécules à ioniser avant d'atteindre l'électrode devient faible : le processus d'avalanche et de multiplication des porteurs de charge ne peut plus se produire et la tenue diélectrique s'améliore. C'est ce que traduit la courbe de Paschen qui présente un minimum de tenue diélectrique pour un produit  $pd$  de l'ordre de 5 Pa.m pour le dihydrogène. En deçà de cette valeur, la tenue diélectrique s'améliore rapidement (branche gauche de la courbe de Paschen) jusqu'à atteindre un palier pour les valeurs de  $pd$  inférieures à 2 Pa.m. C'est ce palier qui caractérise le comportement diélectrique dans les ampoules sous vide (pression inférieure à  $10^{-1}$  Pa, distances de l'ordre de 1 à 10 cm). Dans ce domaine ce ne sont plus les mécanismes d'ionisation du gaz résiduel qui limitent la tenue diélectrique mais des phénomènes liés à l'état de surface des électrodes, tels que l'émission électronique de champ et la présence de particules détachables.

L'émission électronique consiste à l'application d'un champ électrique suffisamment fort au niveau de la surface du métal. Il est régi par l'équation de Fowler-Nordheim qui, sous sa forme simplifiée, s'écrit :

$$j = \frac{AE^2}{\phi} \exp\left(-\frac{B\phi^{1,5}}{E}\right) \quad \text{Équation V.2}$$

$j$  : densité de courant électronique en  $\text{A.m}^{-2}$

$A$  :  $1,54 \cdot 10^{-6} \text{ A.J.V}^{-2}$

$B$  :  $6,83 \cdot 10^9 \text{ V.J}^{-1,5} \cdot \text{m}^{-1}$

$E$  : champ électrique en  $\text{V.m}^{-1}$

$\phi$  : travail d'extraction en eV

Comme on le constate à partir des valeurs numériques indiquées précédemment, l'émission électronique de champ ne devient appréciable que pour des valeurs de champ à la surface des métaux supérieur à  $10^9 \text{ V.m}^{-1}$ .

A cause de phénomènes de pointes microscopiques à la surface des électrodes, le champ électrique doit être renforcé par un facteur d'intensification  $\tau$ . L'existence de sites microscopiques d'émission actifs se traduit en général par une mauvaise tenue diélectrique lors de la montée en tension du tube accélérateur. On constate expérimentalement que les claquages diélectriques répétés détruisent ces sites ou au moins réduisent la valeur du facteur d'intensification qui les caractérise de manière très sensible. Une tenue diélectrique satisfaisante n'est donc obtenue qu'à l'issue d'un processus de conditionnement en tension consistant en l'application d'une tension progressive pendant quelques minutes : les multiples claquages qui se produisent élèvent progressivement la tenue entre électrodes.

Les claquages diélectriques qui ont leur origine dans le courant d'émission électronique mettent en œuvre des mécanismes complémentaires. En effet, des courants d'émission électronique stables ne dégèrent pas forcément en claquage si la tension appliquée n'est pas augmentée, ils peuvent même diminuer d'eux-mêmes par effet de conditionnement. Le claquage proprement dit est lié à la création d'un plasma localisé, suffisamment dense pour

que se produise le phénomène d'avalanche des décharges gazeuses. Le plasma peut être produit du côté de la cathode par l'explosion du site émissif microscopique provoquée par l'échauffement intense dû à la densité de courant localement très élevée (effet Joule) : le claquage se produit dans la vapeur métallique générée par la destruction du site émissif. Le plasma peut aussi être produit du côté de l'anode bombardée par un faisceau d'électrons. Cet afflux localisé d'énergie provoque la désorption des gaz absorbés en surface et la vaporisation du métal de l'anode : le gaz généré est alors ionisé par les électrons, et le claquage se produit (cf. [Figure V.3](#)).

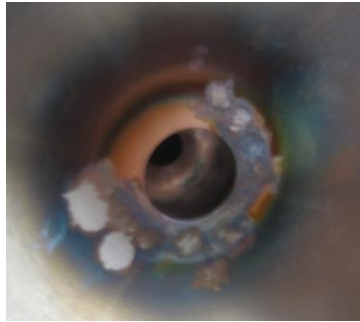


Figure V.3 : Exemple de claquages diélectriques sur l'électrode HTEI de la source ALISES obtenus lors du démarrage et de la formation des surfaces du tube accélérateur.

## 2.B. Prévention des claquages

### 2.B.a. Minimiser le champ électrique avec OPERA-2D

Afin de prévenir tout risque de claquages entre les électrodes, une limite expérimentale de  $10 \text{ MV.m}^{-1}$  a été définie pour le champ électrique disruptif à l'intérieur du tube accélérateur de SILHI pour une pression de l'ordre de  $10^{-1} \text{ Pa}$  [25]. La géométrie des électrodes d'extraction a été intégrée au code Opera-2D afin de déterminer les valeurs maximum du champ électrique atteint.

Deux cas ont été simulés ; une position des électrodes pour extraire 100 mA de faisceau à 95 kV et une deuxième position avec un faisceau extrait à 40 kV. Le cas à 40 kV montre qu'il n'y a aucun risque de claquage direct avec un champ électrique maximum de  $72 \text{ MV.m}^{-1}$  (cf. [Figure V.4](#)). Le cas à 95 kV montre un risque éventuel dans l'espace D2 au niveau des supports et des électrodes. Ce risque pourra être réduit en cas de problèmes en diminuant la distance D1 de 0,5 mm. Cela pourra entraîner une émittance légèrement plus élevée de  $0,012 (\pi.\text{mm.mrad})^2$ .

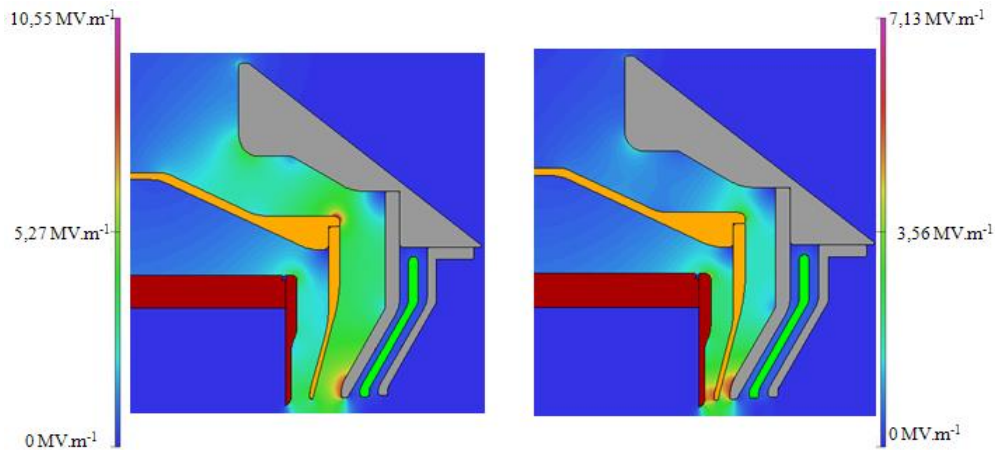


Figure V.4 : Cartes de champs électriques pour 95 kV (à gauche) et 40 kV (à droite).

### 2.B.b. Améliorer le vide dans le tube accélérateur

Le deuxième paramètre qui permet de réduire les risques de claquages selon la loi de Paschen [26] est la pression dans le tube accélérateur. Le gaz injecté dans la chambre plasma augmente la pression dans celle-ci jusqu'à  $10^{-1}$  Pa. Cette pression est nécessaire à l'établissement d'un plasma et à la production d'un nombre importants d'ions. Sans pompage supplémentaire, la pression dans le tube accélérateur serait du même ordre de grandeur. Pour diminuer cette pression, et limiter ainsi les risques de claquages, nous avons décidé d'ajouter un système de pompage au tube accélérateur. Ce système doit être suffisamment dimensionné pour obtenir un pompage efficace :

On schématise la source par un pompage sur une bride DN100, un tube avec une conductance  $C$  et une longueur  $L$  de 400 mm et une enceinte avec un volume  $V = 100$  l (cf. Figure V.5). Nous négligeons donc les fuites dus aux nombreux joints.

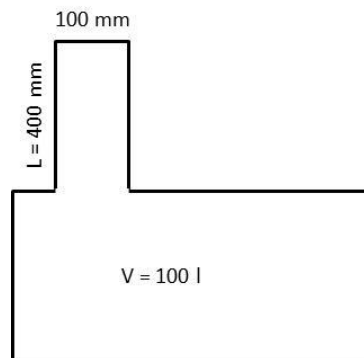


Figure V.5 : Schématisation de la source ALISES pour le calcul de vide théorique.

Grâce à un pompage efficace, on souhaite obtenir un vide théorique de  $P_1 = 1.10^{-5}$  Pa dans le tube accélérateur. Cette valeur ne tient pas compte de l'injection de gaz dans la chambre plasma. Le domaine de pression que l'on doit atteindre permet de faire l'hypothèse que l'on se trouve dans un régime moléculaire.

Les dimensions du tube sont telles que :

$$\frac{L}{D} = \frac{400}{100} = 4$$

Ce tube n'est donc pas considéré comme long. Les chocs entre les particules sont prédominants. Le coefficient de hitting est donc :  $J = 0,7$

La conductance pour l'air de ce tube est donc :  $C = 121 \frac{D^3}{L} J = 0,211750 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$

Pour une bride DN100, les vitesses de pompage des pompes sont les suivantes :

Alcatel	Alcatel	Pfeiffer	<i>Oerlikon</i>	Oerlikon
ATH 200	ATH 300	Hilace 300	<i>Turbovac 151</i>	Turbovac 361
200 l/s	250 l/s	260 l/s	<i>145 l/s</i>	345 l/s

Tableau V.2 : Caractéristiques de 5 pompes différentes

Pour ce système, il y a conservation du flux de telle sorte que :

$$Q = P_{pompe} S_{pompe} = PS = C(P - P_{pompe}) \quad \text{Équation V.3}$$

$P_{pompe}$  : pression au niveau de la pompe

$S_{pompe}$  : débit de la pompe

$P$  : pression dans le tube accélérateur

$S$  : débit dans le tube accélérateur

$$P_{pompe} = \frac{P_1 S_1}{S_{pompe}} \quad \text{Équation V.4}$$

Pour une pompe de  $145 \text{ l.s}^{-1}$ , il faudrait une pression au niveau de la pompe de  $6.10^{-6} \text{ Pa}$ , ce qui est bien supérieur à la limite de pompage de ce modèle qui est de  $1.10^{-8} \text{ Pa}$ .

Pour un volume important comme dans le cas de la source ALISES, une pompe supplémentaire pour le tube accélérateur apporte donc un réel avantage pour la prévention des claquages. 8 h sont nécessaires pour obtenir un vide de l'ordre de  $10^{-4} \text{ Pa}$  dans le tube accélérateur de la source ALISES avec l'aide du pompage supplémentaire alors qu'il faut 24 h en son absence.

# VI.

## Conception mécanique

La conception mécanique ainsi que les plans des pièces qui constituent la source ALISES ont été réalisés à l'aide du logiciel de CAO SolidWorks [27]. Dans ce chapitre, nous détaillerons les différentes innovations mécaniques apportées à la source ALISES. Notamment au niveau de la chambre plasma cylindrique à dimensions variables (longueur et rayon), du tube accélérateur qui intègre désormais un groupe de pompage, des électrodes d'extraction regroupés en un seul groupe mécanique, et enfin de l'intégration de la source sur un nouveau bâti à la masse et sur une LBE raccourcie.

### 1. La chambre plasma à dimensions variables

L'un des objectifs de la source est de démontrer la possibilité de produire un plasma et d'extraire des ions d'une chambre plasma de dimensions réduite. La chambre plasma d'ALISES est donc composée d'un piston pouvant coulisser dans un cylindre (cf. Figure VI.4), permettant ainsi de régler la longueur de la chambre plasma. Le piston contient en son centre un guide d'onde rectangulaire WR284 servant au transport de l'onde radiofréquence. Les ridges, qui permettent d'intensifier le champ électrique au niveau de la zone de résonance, peuvent être vissés à l'intérieur de ce piston. Une plaque de nitrure de bore permettant d'augmenter la densité électronique par émission secondaire d'électrons dans la chambre plasma est fixée à l'extrémité du piston. Le cylindre constitue la paroi externe de la chambre plasma. Un circuit de refroidissement à  $3.10^5$  Pa est intégré dans ce cylindre. Le réglage du diamètre de la chambre plasma se fait à l'aide de chapeaux pouvant être vissés sur le piston. L'extrémité du cylindre est fermée par l'électrode HT sur laquelle a été fixée une seconde plaque de nitrure de bore.

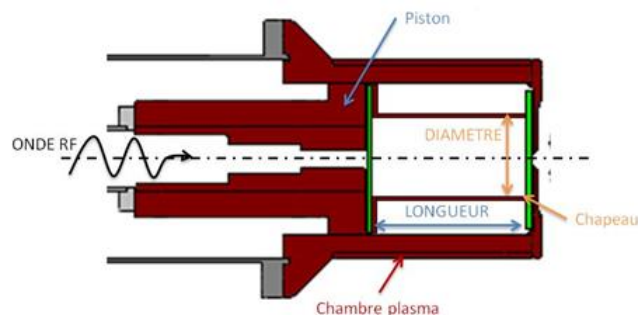


Figure VI.1 : Chambre plasma à dimensions variables.

La chambre plasma et le piston sont liées mécaniquement par un soufflet qui permet de garder le vide dans et autour de la chambre plasma tout en laissant libre le mouvement de translation (cf. Figure VI.2). Un guide d'onde WR284 permet de relier l'extrémité du soufflet au piston. Ce guide est complété par un coude et une fenêtre en Quartz qui permet de réaliser une transition vide-air dans le guide d'onde. Une deuxième transition masse-haute tension à lieu en amont. Une bride renforcée permet de relier l'ensemble du montage de la chambre plasma au tube accélérateur. Enfin, un système de vis et de cales permet de régler précisément la position du trou d'extraction de la chambre plasma.

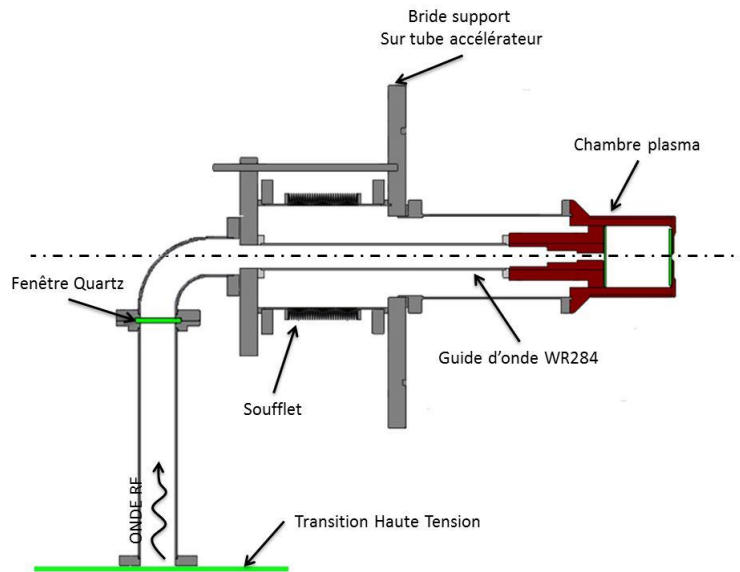


Figure VI.2 : Schéma de l'ensemble de la chambre plasma.

## 2. Le tube accélérateur

Le tube accélérateur de la source ALISES est en grande partie identique à celui de la source SILHI (cf. Figure VI.3). 4 brides permettent de réaliser une transition entre les pièces à la haute tension à 40kV et la masse. Entre chaque bride est insérée une alumine circulaire isolante. La jonction entre les pièces est complétée par un joint Viton pour isoler l'intérieur sous vide de l'extérieur à la pression atmosphérique. Le tube accélérateur a cependant été monté en sens inverse afin de positionner la chambre plasma en aval de la source.

Un système de pompage peut être ajouté par l'intermédiaire d'une bride de pompage. Il a été ajouté à cette bride à la possibilité d'installer des diagnostics de pompage. De plus, des accès ont été réalisés sur cette bride afin de garder la possibilité d'avoir un accès direct à la chambre plasma pour des expériences futures (mesure du profil de densité et de température électronique par interaction laser plasma par exemple). Une bride renforcée est placée à l'extrémité de cet ensemble de pompage afin de maintenir le solénoïde source.

Une deuxième bride renforcée est placée à l'extrémité gauche de la Figure VI.3 afin de maintenir l'ensemble des pièces de la chambre plasma.

Le support de l'électrode EI permet de lier mécaniquement le tube accélérateur à l'électrode EI. Par l'intermédiaire de vis de réglage et de cales, l'alignement et la position exacte de l'électrode EI peut être ajusté afin d'être centrée sur le trou d'extraction de l'électrode plasma.

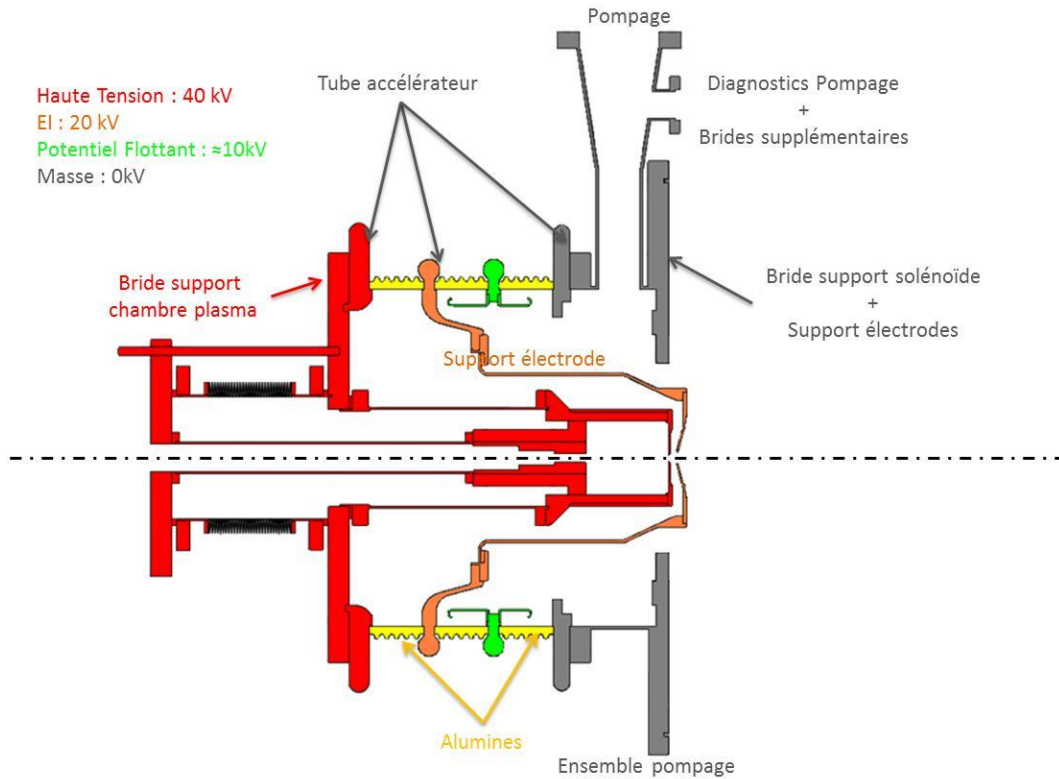


Figure VI.3 : Schéma du tube accélérateur de la source ALISES.

L'accès à l'ensemble des pièces de la source peut alors se faire par deux points : soit entre la bride support de la chambre plasma et le tube accélérateur, soit entre le tube accélérateur et l'ensemble de pompage. A partir de ces deux points il sera possible de régler la position et l'alignement des électrodes, de vérifier l'intégrité physique des pièces et d'ajouter de nouvelles pièces d'insertion sans démontage complet de la source.

### 3. Les électrodes EM1, EM2 et REP

Sur la source ALISES, le système d'extraction est composé de cinq électrodes dont le fonctionnement global est identique à la source SILHI (voir chapitre II) (cf. Figure VI.4). Une partie du faisceau extrait de la chambre plasma peut venir heurter les électrodes avec une énergie pouvant aller jusqu'à 100 keV. En supposant que seulement 1 mA de faisceau soit perdu dans les électrodes, cela représente une puissance de 100 Watts. Les électrodes vont alors dissiper cette énergie sous forme de chaleur.

Dans le cas de la source SILHI, les parties centrales des électrodes sont fabriquées en Molybdène ou en Tantale, matériaux possédants un point de fusion très élevé de 2600°C et 3000°C respectivement. Ces parties sont brasées sur des supports en inox ou en cuivre [28] (cf. Figure VI.5). Les supports des électrodes EM1 et EM2 sont refroidies par un circuit d'eau



sous pression. L'électrode REP est reliée à l'électrode EM1 par l'intermédiaire de pièces en nitrure d'aluminium. Ce matériau est à la fois un isolant électrique (de rigidité électrique de 20 kV/mm) et un conducteur thermique (conductivité thermique de 180 W/mK) [29]. Toutes les électrodes sont reliées entre elles par des céramiques qui permettent de garder l'isolation en tension des électrodes et d'étanchéifier le tube accélérateur sous vide (cf. Figure VI.4).

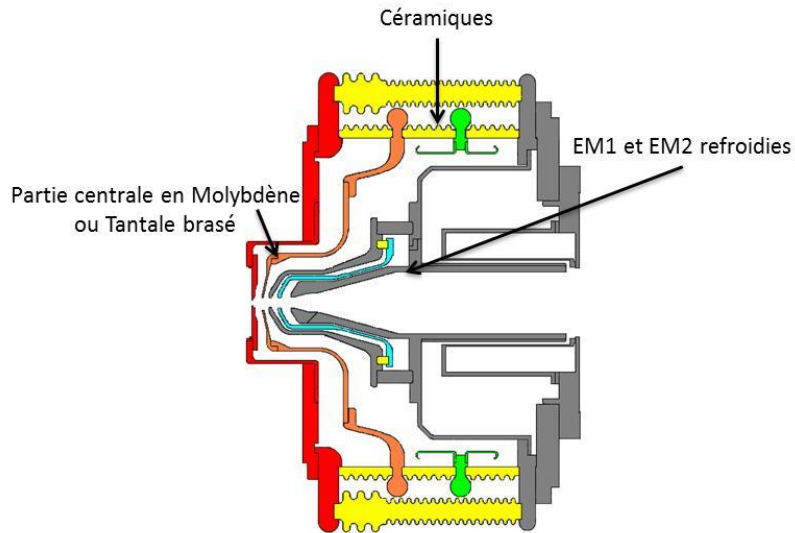


Figure VI.4 : Schéma des électrodes de la source SILHI.

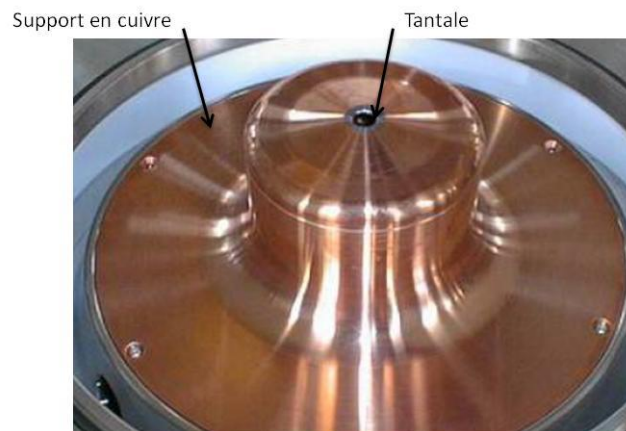


Figure VI.5 : Photo de l'électrode EI de la source SILHI.

Dans la source ALISES, nous avons voulu simplifier la fabrication, le montage et le refroidissement des électrodes (cf. Figure VI.6).

- Les électrodes EM1, REP et EM2 ont été regroupées et liées mécaniquement l'une à l'autre grâce à des pièces en nitrure d'aluminium. L'inconvénient est que les distances entre ces électrodes sont donc figées à 8 mm chacune. Cependant, le potentiel créé par ces électrodes (-2 000 V pour l'électrode REP) est faible et n'influence donc que très peu l'extraction du faisceau.
- L'ensemble d'électrodes EM1, REP et EM2 est désormais totalement en cuivre et refroidi par contact avec leur support.

- L'électrode EM2 a été désépaissie et la partie centrale possède la même forme que l'électrode REP.
- L'électrode REP est reliée à un connecteur haute tension standard par un fil de cuivre recouvert de Kapton (polymère servant à l'isolation électrique du fil). Ce fil se situe dans la chambre à vide où voyage le faisceau. Le faisceau va ioniser le gaz résiduel de la chambre à vide et il est aussi possible qu'une partie du faisceau soit perdu dans les parois de la chambre à vide ainsi que sur le fil conducteur. La protection de Kapton risque alors de ne pas être suffisante pour protéger le fil. C'est pourquoi nous avons décidé d'ajouter un tube en cuivre refroidi sur toute la longueur du fil.
- L'électrode EI ne pouvant pas être refroidie par un circuit à la masse, celle-ci est fabriquée entièrement en Molybdène. Des vis permettent de la relier à son support, ce qui simplifie la fabrication.
- Aucun changement n'a été effectué sur l'électrode HT. La pièce existante pour d'anciennes sources a été réutilisée pour ALISES.
- Comme précisé dans le chapitre III, l'intérêt de la source ALISES réside dans le fait d'inverser la position du tube accélérateur et réduire ainsi la longueur de la LBE. Les supports des électrodes ont donc été inversés.
- Un système de vis de réglage et de cales permet de régler l'alignement et la position de l'ensemble des trois électrodes EM1, EM2 et REP.
- Pour limiter les pertes de faisceau sur les électrodes, nous avons décidé que l'électrode HT présente le trou de diamètre le plus petit. Chacune des électrodes suivantes possède un trou diamètre supérieur. Celles-ci se retrouvent donc systématiquement protégées par la précédente. Les diamètres des trous des électrodes sont donc les suivants : EI : 12 mm, EM1 : 13 mm, REP : 14 mm, EM2 : 15 mm.

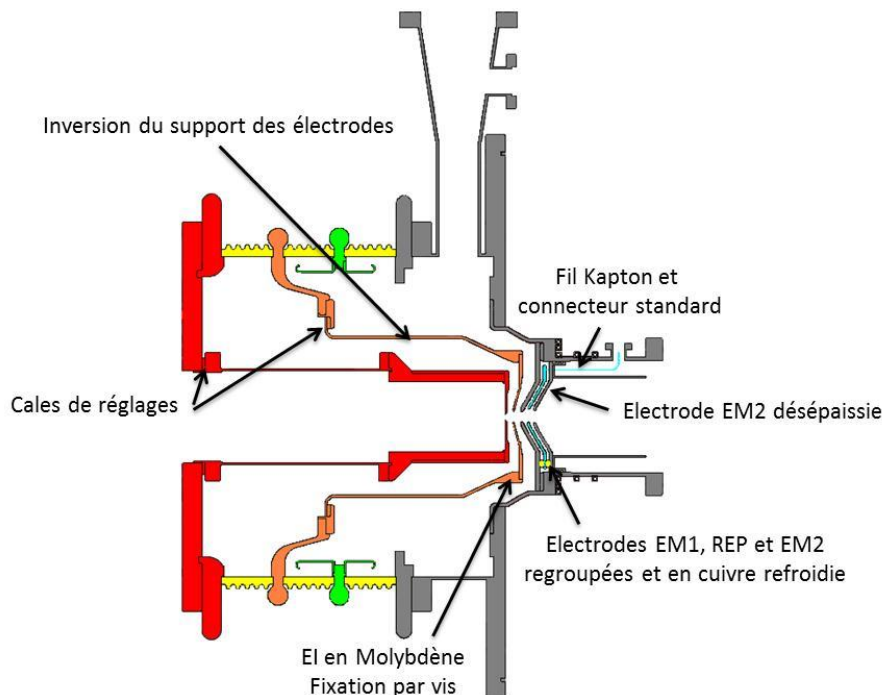


Figure VI.6 : Schéma du tube accélérateur de la source ALISES.

## 4. L'intégration de la source sur la LBE

L'ensemble de la source ALISES doit pouvoir s'intégrer à une LBE. On doit donc réaliser un bâti (1 sur la Figure VI.7) pour maintenir et aligner la source sur la LBE. De plus on souhaite rapprocher le solénoïde LBE de la source pour réduire la longueur totale de la LBE. Nous avons choisi de relier le pied de la source au niveau de la bride de soutien du solénoïde source. Ce choix est motivé par le fait que le centre de masse est localisé à cet endroit, ce qui permettra d'élever la source sans effet de bascule. Le deuxième avantage réside dans le fait que le bâti se trouve désormais à la masse.

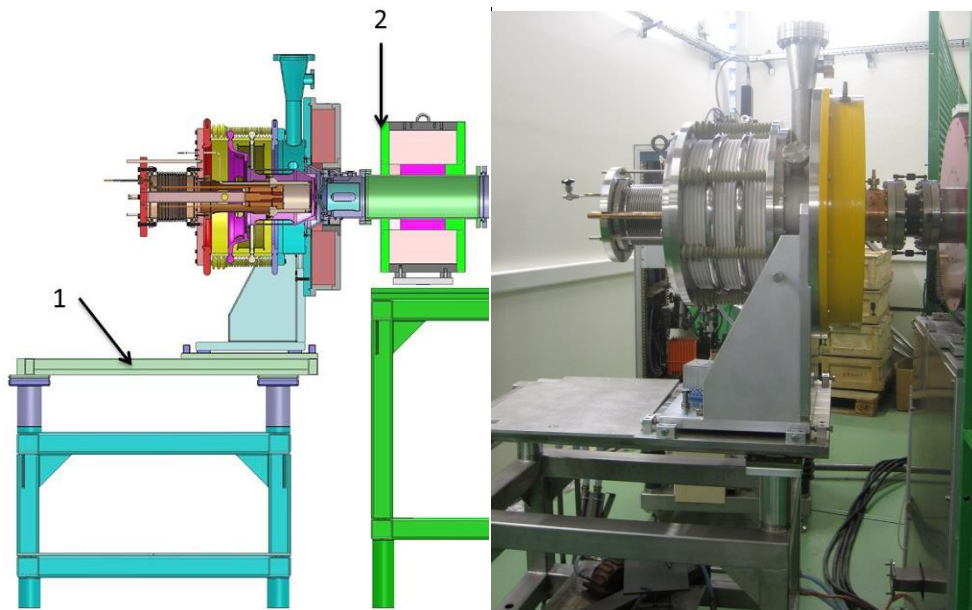


Figure VI.7 : Intégration de la source ALISES dans son environnement.

Le solénoïde LBE (2 sur la Figure VI.7) est placé sur un bâti séparé de la source. La jonction entre la source et le solénoïde LBE se fait via un soufflet.

# VII.

## Optimisation de la LBE

Le chapitre I montre que le champ magnétique des solénoïdes LBE1 et LBE2 dans la LBE entraîne une augmentation d'émittance du faisceau lors de son entrée dans un RFQ. Nous avons vu que cette augmentation d'émittance dépend à la fois de la longueur de la LBE mais aussi de la puissance quatre du rayon du faisceau dans les solénoïdes LBE ainsi que l'inverse du carré de leurs distances focales. Avec la source ALISES, nous avons vu lors de sa conception aux chapitres IV, V et VI qu'il est possible d'optimiser la distance entre le solénoïde source et le solénoïde LBE1. On peut donc s'attendre à une amélioration de l'émittance avec la nouvelle source ALISES. Dans ce chapitre nous présenterons les résultats numériques obtenus lors de la réduction de cette distance sur le faisceau. Nous verrons en particulier comment évolue les différents paramètres des LBE actuelles (intensité des solénoïdes, taille du faisceau, émittance). Nous tenterons ensuite de réduire les dimensions des solénoïdes LBE en gardant l'objectif de limiter l'augmentation d'émittance.

### 1. Le code de calculs

#### 1.A. Structure du code de transport

TraceWin [30] est un programme permettant soit de transporter les propriétés statistiques du faisceau (code d'enveloppe) soit les distributions de particules (tracking) à travers les éléments d'un accélérateur linéaire. Ces éléments peuvent être représentés, soit à l'aide de modèles analytiques génériques (matrices linéaires) permettant des simulations rapides, soit avec les cartes de champ mesurées ou calculées, permettant des simulations plus réalistes. De même la charge d'espace peut être traitée linéairement ou de manière plus réaliste à l'aide d'un code PIC tel que SolMaxP<sup>1</sup>. Ce code a été mis au point au CEA par N. Pichoff et D. Uriot.

#### 1.B. Cadre de la simulation et hypothèses

Cette étude a été réalisée de manière comparative avec un projet existant dans le laboratoire : IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility) [5]. Cet accélérateur doit permettre de concevoir et tester sous un flux de neutrons les matériaux nécessaires à la conception d'un réacteur électrogène de fusion. Pour produire le flux de neutrons voulu, deux faisceaux de deutons  $D^+$  de 125 mA et 40 MeV sont envoyés sur une cible de lithium. Le

---

<sup>1</sup> Plus d'informations sur ce code sont données au chapitre VIII.

premier injecteur d'IFMIF-EVEDA (Engineering Validation Engineering Design Activities), injecteur de démonstration, doit initialement produire un faisceau de deutons  $D^+$  de 140 mA à une énergie de 9 MeV avec une émittance inférieure à  $0,25 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$  [31]. La conception de la source d'ions IFMIF est très similaire à la source SILHI. Il a été nécessaire de réduire au minimum la longueur de la LBE à 2,05 m, afin de diminuer les pertes de faisceau, limiter l'augmentation d'émittance et réduire la force de focalisation des solénoïdes. Le schéma de la ligne LBE du projet IFMIF est donné sur la Figure VII.1 :

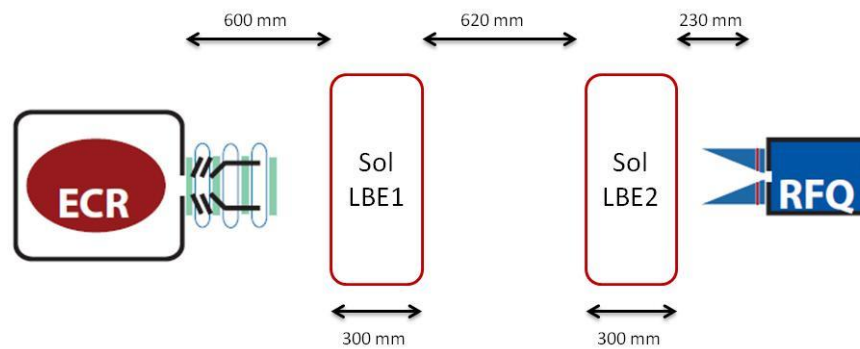


Figure VII.1 : Ligne LBE dite « classique » de IFMIF-EVEDA.

Ce projet, l'un des accélérateurs d'ions légers dans lequel l'intensité ( $2 \times 125 \text{ mA}$ ), la charge d'espace et la puissance (5 MW) sont les plus élevés actuellement, est donc une excellente base de comparaison de la source ALISES et sa nouvelle LBE.

La distribution initiale transportée par le code TraceWin a été générée par le code Axcel-Inp. Il s'agit d'un faisceau issu de la source SILHI récupéré après les électrodes d'extraction. Deux faisceaux ont été considérés, le premier de 100 mA à 95 kV et un second de 40 mA à 40 kV, ceci dans le but de visualiser d'éventuelles différences de comportement à plus faible énergie.

Dans toutes les simulations, nous avons fixé la compensation de charge d'espace à 75 %. Dans notre cas, la compensation de charge d'espace est modélisée linéairement en réduisant le courant réel  $I$  du faisceau qui est alors de 25 mA et 10 mA. Cette valeur est supposée constante le long de la ligne de transport. Elle a été définie de manière à corrélérer les résultats du code aux mesures expérimentales sur des accélérateurs existants tels que SILHI [32].

La taille et la divergence du faisceau à l'entrée du RFQ ont été fixées à 0.9 mm en taille rms et 25 mrad en divergence rms<sup>1</sup>, ce qui correspond aux valeurs du projet IFMIF. Le code TraceWin se charge ensuite d'optimiser les champs magnétiques créés par les deux solénoïdes LBE afin d'être au plus près de ces conditions.

Nous avons étudié une LBE, dite « classique » (cf. Figure VII.2), basée sur les mêmes solénoïdes LBE que ceux du projet IFMIF, et une « mini-LBE » (cf. Figure VII.3) pour laquelle les deux solénoïdes ont des dimensions réduites. Le rayon interne du solénoïde mini-LBE a été déterminé de manière à être compatible avec les dimensions standards des tubes et

<sup>1</sup> Ce qui équivaut à imposer  $\sqrt{\beta_T \epsilon_{rms}} = 0,9 \text{ mm}$  et  $\sqrt{\gamma_T \epsilon_{rms}} = 25 \text{ mrad}$ .

brides des chambres à vide. L'épaisseur de ce solénoïde a été gardée constante. La longueur du solénoïde mini-LBE a été déterminée afin d'obtenir une densité de courant équivalente dans le conducteur du solénoïde.

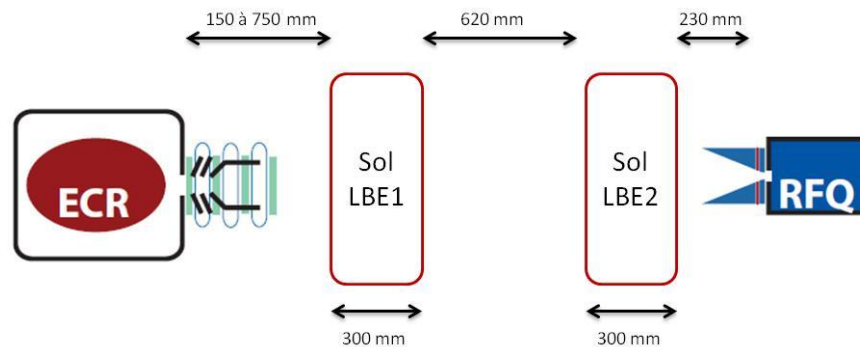


Figure VII.2 : Ligne LBE « classique ».

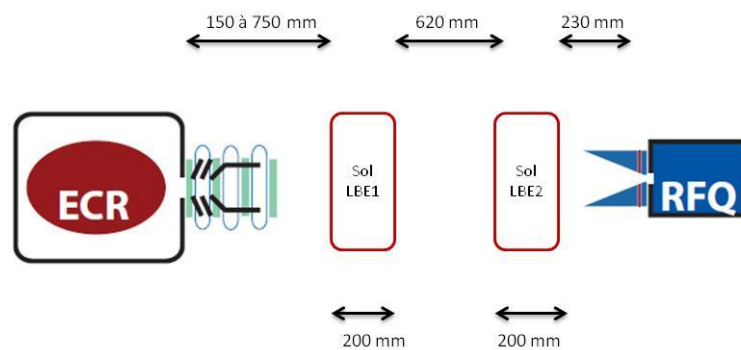


Figure VII.3 : Ligne LBE « mini-LBE ».

Une LBE classique possède donc deux solénoïdes de longueur 300 mm, de rayon interne 120 mm et de rayon externe 275 mm. La mini-LBE possède des solénoïdes de longueur 200 mm, de rayon interne 95 mm et de rayon externe 250 mm. Les solénoïdes de la mini-LBE ont des dimensions réduites de 33 % en longueur et 10 % en rayon, ce qui représente une réduction du volume de la bobine de 50 %.

Les dimensions, les caractéristiques électriques et les calculs de refroidissement des deux types de solénoïdes sont donnés par le [Tableau VII.1](#). Des explications supplémentaires sur chacune des paramètres ainsi que les formules utilisées sont données en Annexes.

Les deux solénoïdes sont bobinés en double galette. Le nombre d'Ampères-tours a été ajusté pour obtenir un champ magnétique  $B_z$  maximum sur l'axe identique pour les deux types de solénoïdes ( $B_{max} \approx 0,75 T$ ). On obtient 160 000 Ampères-tours pour un solénoïde LBE classique contre 95 000 Ampères-tours pour un solénoïde mini-LBE. Cette diminution est le fruit de la réduction du rayon interne du solénoïde (95 mm au lieu de 120 mm). En tenant compte d'un coefficient de foisonnement axial de 1 % et transverse de 3 %, le bobinage est réalisé en 14 couches et 12 spires pour une mini-LBE et en 24 couches et 12 spires pour une LBE classique, ce qui fait un total de 168 spires et 288 spires respectivement. La longueur moyenne de conducteur par spires est alors de 982,24 mm pour un poids total de la bobine de



## Optimisation de la LBE

94,24 kg pour un solénoïde mini-LBE contre une longueur moyenne de 1139,32 mm et un poids total de 187,38 kg pour un solénoïde LBE classique.

	Solénoïde mini-LBE	Solénoïde LBE classique
<b>BOBINE</b>		
Type de bobinage	Galette double	Galette double
Nombre d'Ampères-tours	95.000 Amp.tours	160.000 Amp.tours
Rayon interne	95 mm	120 mm
Nombre de couches // à l'axe	14 couches	24 couches
Nombre de spires par couches	12 spires	12 spires
Nombre de spires total	168 spires	288 spires
Coefficient de foisonnement ----- Axial	1 %	1 %
Coefficient de foisonnement --- Transverse	3 %	3 %
Pas entre 2 couches	9,70 mm	9,70 mm
Pas entre 2 spires	9,89 mm	9,89 mm
Longueur ( // à l'axe), isolants compris	140 mm	240 mm
Epaisseur ( ⊥ à l'axe), isolants compris	125 mm	125 mm
Longueur moyenne par spire	982,24 mm	1139,32 mm
Masse de la bobine	94,24 kg	187,38 kg
<b>CONDUCTEUR</b>		
Matériau	Cuivre	Cuivre
Largeur ( // à l'axe)	9 mm	9 mm
Epaisseur ( ⊥ à l'axe)	9 mm	9 mm
Rayon du congé	1 mm	1 mm
Diamètre du trou	4,5 mm	4,5 mm
Section utile	64,24 mm <sup>2</sup>	64,24 mm <sup>2</sup>
Résistivité à la température maximum du fluide	1,812E-08 Ω/m	1,832E-08 Ω/m
Densité à 20°C	8,89 kg/dm <sup>3</sup>	8,89 kg/dm <sup>3</sup>
Longueur totale de conducteur	165,02 m	328,12 m
<b>CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES</b>		
Courant	565 A	565 A
Tension totale (courant continu)	26,32 V	52,00 V
Résistance totale	0,047 Ω	0,094 Ω
Puissance totale	14,884 kW	28,888 kW
Densité de courant	8,803 A/mm <sup>2</sup>	8,648 A/mm <sup>2</sup>
Self ou Inductance	1,95E-02 Henry	4,55E-02 Henry
<b>REFROIDISSEMENT</b>		
Nombre de circuits de refroidissement	7 circuits	12 circuits
Nombre de spires par circuit	24 spires	24 spires
Longueur d'un circuit	23,57 m	27,34 m
Température d'entrée	20,0 °C	20,0 °C
Élévation de température	13,0 °C	16,0 °C
Viscosité cinématique à la température moyenne	0,88 cStokes	0,85 cStokes
Débit d'un circuit	2,35 l/mn	2,16 l/mn
Débit total	16,44 l/mn	25,89 l/mn
Vitesse d'écoulement	2,46 m/s	2,26 m/s
Nb. de Reynolds	12600 -	11979 -
Rugosité maximum	22 microns	23 microns
Perte de charge par circuit	5,0 bar	5,0 bar

Tableau VII.1 : Caractéristiques des solénoïdes LBE classique (colonne de gauche) et mini (colonne de droite).

Le conducteur en cuivre utilisé pour la bobine est le même pour les deux types de solénoïdes. Ce conducteur est de section carré de 9 mm de côté avec un congé à chaque coin de 1 mm et un trou en son centre de diamètre 4,5 mm pour le refroidissement par circulation d'eau sous pression. La section utile de ce conducteur est alors de 64,24 mm<sup>2</sup>. La densité du cuivre qui sera prise en compte est de 8,89 kg.dm<sup>-3</sup>. La longueur totale du conducteur pour un solénoïde mini-LBE est deux fois plus petite que pour un solénoïde LBE classique. (165,02 m contre 328,12 m)

Pour produire les Ampères-tours nécessaires, il faut un courant de 565 A pour un solénoïde mini-LBE et 565 A pour un solénoïde LBE classique. A section utile du conducteur égale, la densité de courant est alors similaire (8,802 A.mm<sup>-2</sup> en mini-LBE et 8,648 A.mm<sup>-2</sup> en LBE

classique). En revanche, comme la longueur totale du conducteur est différente, la tension appliquée aux bornes de la bobine est réduite de 50 % (26,32 V contre 52,00 V). Il en résulte une consommation totale du solénoïde mini-LBE de 14,9 kW au lieu de 28,9 kW pour un solénoïde LBE classique.

L'élévation de température pour chacun des deux solénoïdes reste du même ordre de grandeur (entre 13°C et 16°C) en supposant que l'eau de refroidissement ait une température d'entrée de 20°C à une pression de  $5 \cdot 10^5$  Pa. Les débits d'eau de chacun des circuits de refroidissement sont similaires ( $2,35 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$  et  $2,16 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ ). En revanche le nombre de circuits est réduit à 7 pour un solénoïde mini-LBE contre 12 pour un solénoïde LBE classique. Le débit total d'eau dans la bobine est alors réduit de 36 % ( $16,44 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$  au lieu de  $25,89 \text{ l} \cdot \text{min}^{-1}$ ).

## 2. Résultats pour un faisceau de 100 mA – 95 kV

Cette partie détaille les résultats obtenus par simulations à l'aide du code de calcul TraceWin pour le transport d'un faisceau de 100 mA et 95 keV dans une LBE constituée de deux solénoïdes dit « classiques » ainsi que dans une LBE constituée de deux solénoïdes dit « mini ».

### 2.A. LBE classique raccourcie

Commençons notre étude en caractérisant l'enveloppe du faisceau. A la sortie de la source, le faisceau est très petit et diverge à cause de la charge d'espace.

- Dans le cas d'une longue ligne de transport de 2,05 m (cf. [Figure VII.4](#)), le centre du solénoïde LBE1 est positionné à  $z = 750$  mm. Le faisceau diverge jusqu'à atteindre un rayon  $r_b$  de 42 mm. Le faisceau est large et le solénoïde LBE1 doit produire un champ de 0.293 T pour le focaliser.

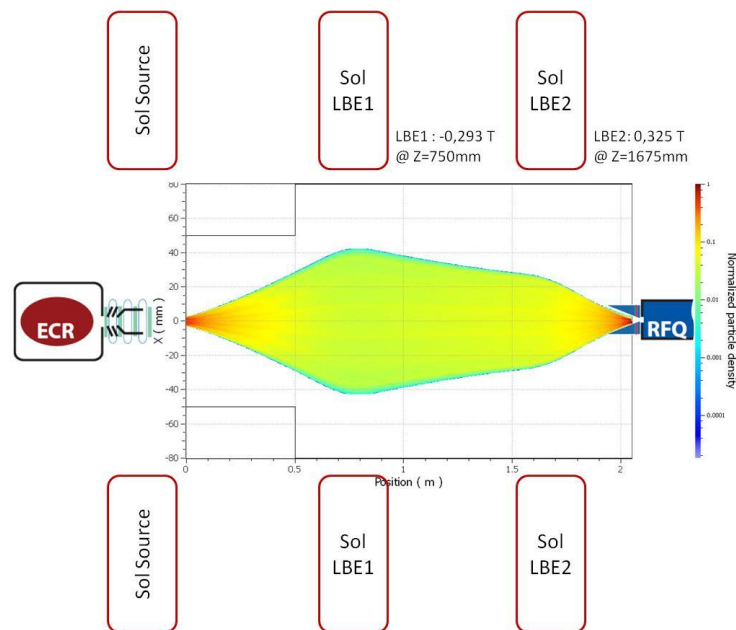


Figure VII.4 : Ligne Basse Energie longue de 2,05 m.



- Pour une ligne de transport réduite de 300 mm (cf. Figure VII.5) comme c'est le cas avec la source ALISES, le centre du premier solénoïde est positionné à  $z = 450$  mm. Le faisceau est focalisé plus tôt et est donc transporté avec une enveloppe rms deux fois plus petite de 11 mm. Il sera donc possible de réduire le diamètre et la longueur de la chambre à vide et des solénoïdes, réduisant ainsi encore la longueur totale de la LBE. La contrepartie est que la charge d'espace est plus forte et il est donc nécessaire d'augmenter l'intensité du champ magnétique créé par les solénoïdes de 25 %.

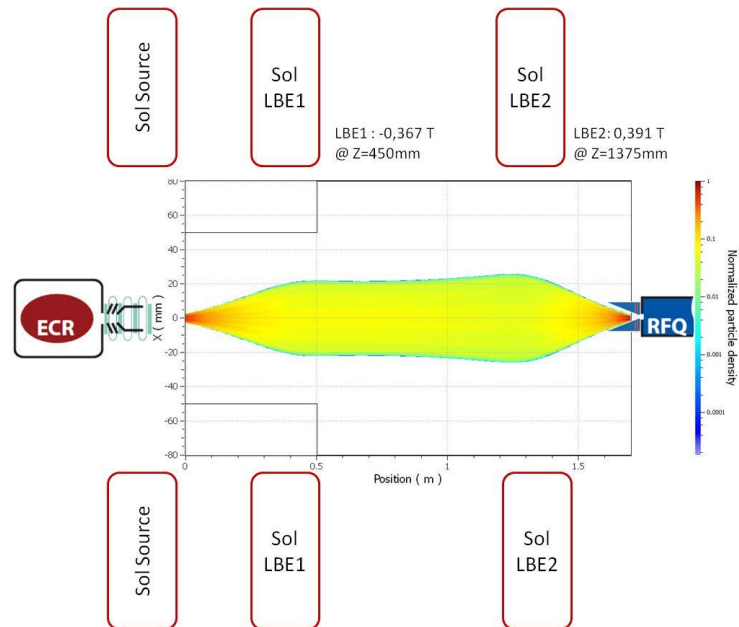


Figure VII.5 : Ligne Basse Energie type ALISES de 1,75 m de long.

- Dans un cas plus extrême encore (cf. Figure VII.6), la longueur de la LBE peut être réduite jusqu'à ce que le centre du solénoïde LBE1 soit positionné à  $z = 150$  mm. Dans ce cas, les deux solénoïdes (source et LBE1) sont juxtaposés l'un contre l'autre. On observe que la force de charge d'espace est trop élevée en début de LBE, ce qui entraîne une augmentation d'émission importante. Le faisceau entre ensuite dans le solénoïde LBE2 avec un grand rayon  $r_b$  et une divergence initiale  $r'_0$  plus élevée que dans les cas précédents. L'ensemble de ces trois facteurs (forte charge d'espace, divergence d'entrée et rayon du faisceau) entraîne alors une augmentation d'émission plus importante.

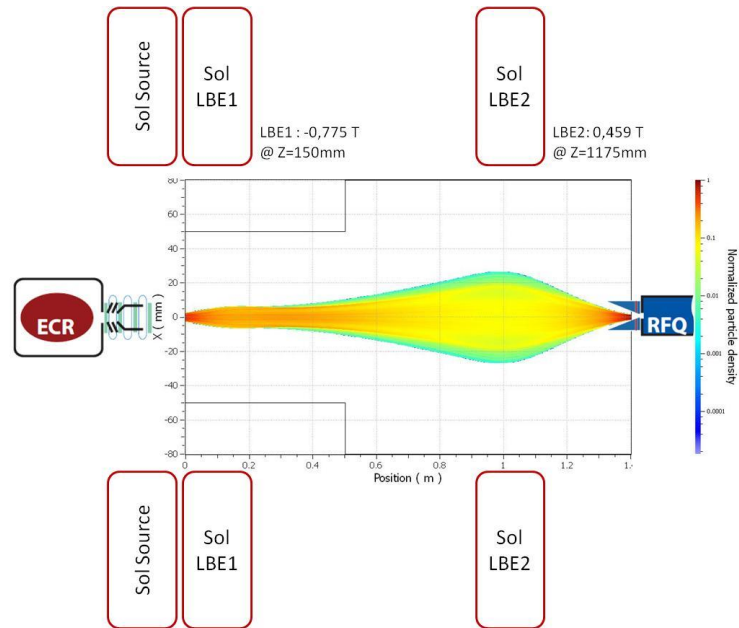


Figure VII.6 : Ligne Basse Energie très courte de longueur 1,45 m.

Plusieurs lignes LBE, avec une distance entre le solénoïde source et le solénoïde LBE1 comprise entre 150 mm et 750 mm par pas de 50 mm, ont été simulées et optimisées pour une injection dans un RFQ. La [Figure VII.7](#) permet de visualiser le champ magnétique  $B_z$  sur l'axe maximum dans le solénoïde LBE1 nécessaire pour transporter le faisceau en fonction de la distance entre les solénoïdes source et LBE1.

On observe que le champ magnétique maximum de LBE1 augmente pour de faibles distances. En effet, nous avons vu que le rayon du faisceau devient de plus en plus petit. Les particules étant plus proches, elles vont alors exercer entre elles une force électrique plus importante en  $\frac{1}{r_b^2}$ . Le champ magnétique du solénoïde LBE1 doit donc être plus intense afin de compenser cette force de charge d'espace en suivant la même loi.

Sur la [Figure VII.4](#), [Figure VII.5](#) et [Figure VII.6](#), on peut observer que le diamètre du faisceau reste du même ordre de grandeur en arrivant dans le solénoïde LBE2. Les variations de charge d'espace sont donc faibles, le solénoïde LBE2 doit compenser uniquement la divergence du faisceau, et l'on observe une faible variation d'environ 0,14 T du champ maximum de LBE2.

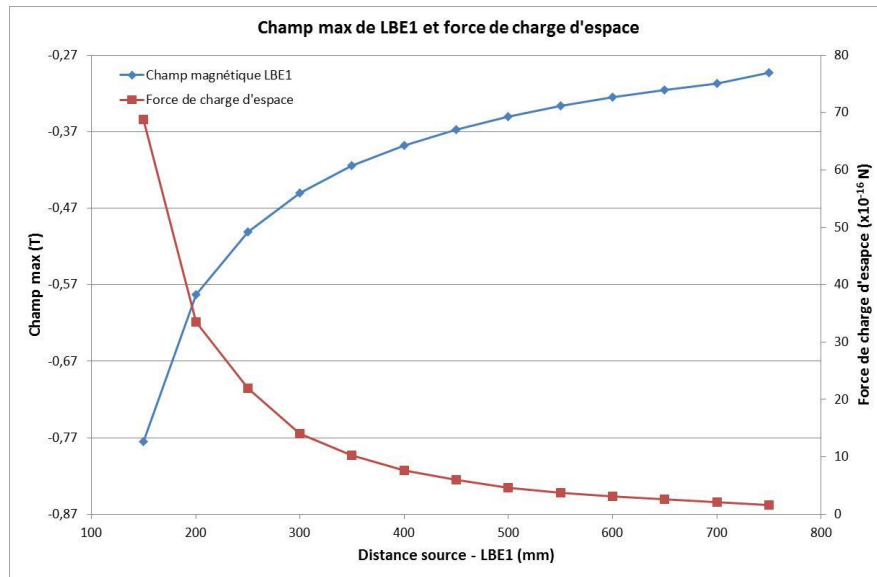


Figure VII.7 : Champ magnétique maximum de LBE1 (en bleu) et force de charge d'espace entre deux particules en  $1/r_b^2$  (en rouge) en fonction de la distance source – LBE1.

Intéressons-nous à présent à un paramètre essentiel du faisceau donné par les simulations : l'émittance. A cause de la présence des champs magnétiques des solénoïdes qui entraînent un couplage des émittance 2D en x et y, il a été choisi d'utiliser l'émittance 4D. La Figure VII.8 montre l'évolution de l'émittance 4D à l'entrée du RFQ pour différentes distances solénoïde source et LBE1. On observe que l'émittance 4D passe de  $0,0193 (\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad})^2$  pour une distance entre le solénoïde source et le solénoïde LBE1 de 750 mm (IFMIF) à  $0,0109 (\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad})^2$  pour une distance de 250 mm, ce qui représente une diminution d'émittance de plus de 40 %.

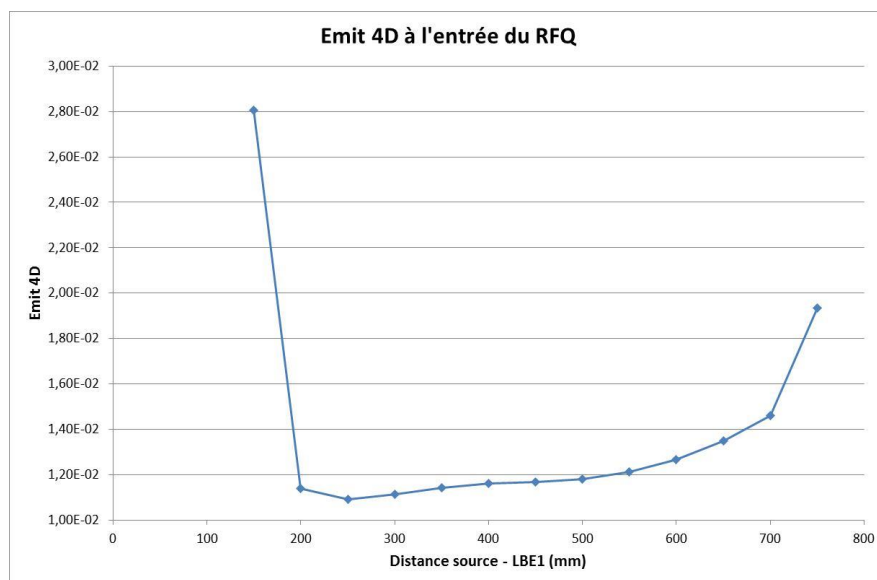


Figure VII.8 : Evolution de l'émittance 4D en fonction de la distance source – LBE1.

Cette diminution d'émittance s'explique par une diminution de la taille du faisceau dans les solénoïdes (cf. Équation I.35). Cette diminution est limitée par l'obligation d'augmenter le

champ magnétique des solénoïdes, ce qui entraîne une longueur focale plus petite, et donc une augmentation d'émittance. Ce dernier phénomène est à l'origine de la très grande émittance mesurée dans le cas d'une distance solénoïde source – LBE1 de 150 mm.

## 2.B. Mini LBE

Nous venons de voir que la réduction de la LBE implique l'utilisation de champs magnétiques plus élevés dans les solénoïdes, ainsi qu'une réduction des dimensions transverses du faisceau. La réduction du diamètre interne et de la longueur des solénoïdes LBE s'inscrit donc comme une conséquence logique de ces observations. La longueur des solénoïdes a ainsi été réduite à 200 mm au lieu de 300 mm et leur rayon passe de 120 mm à 95 mm.

Le champ magnétique créé par les solénoïdes, nécessaire pour obtenir le critère de taille et de divergence du faisceau à l'entrée du RFQ, est alors 30 % plus élevé que dans le cas d'une LBE classique (cf. [Figure VII.9](#) et [Figure VII.10](#)). Rappelons que la consommation d'un solénoïde LBE mini est 50 % plus faible qu'un solénoïde classique. L'augmentation de 30 % du champ magnétique implique une diminution de consommation de 35 % par rapport à un solénoïde classique.

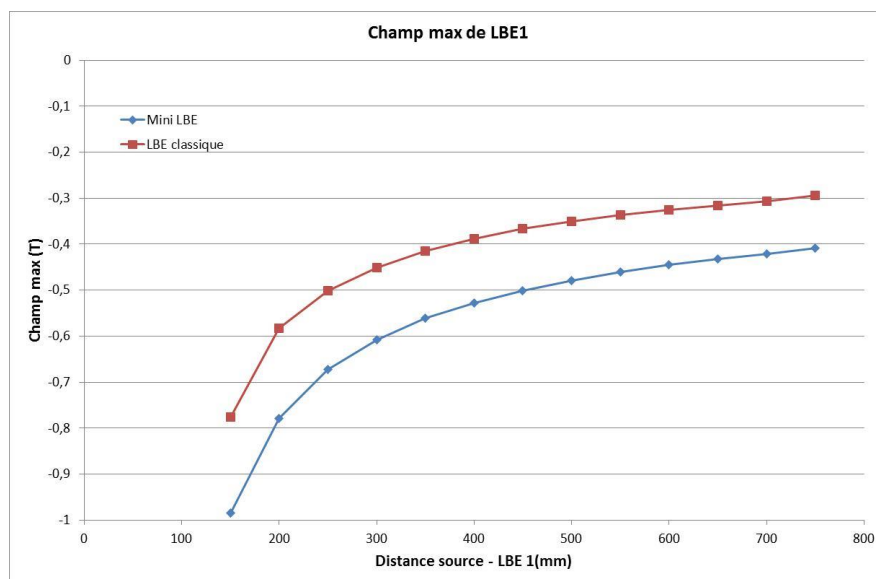


Figure VII.9 : Champ magnétique maximum de LBE1 (Mini-LBE en bleu et LBE classique en rouge) en fonction de la distance source – LBE1.

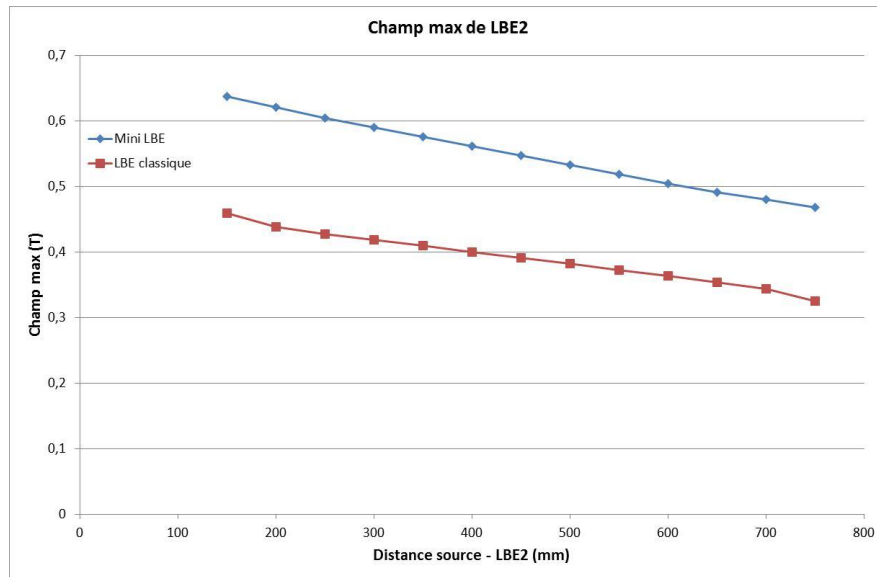


Figure VII.10 : Champ magnétique maximum de LBE2 (Mini-LBE en bleu et LBE classique en rouge) en fonction de la distance source – LBE1.

Ce champ magnétique plus élevé va donc créer une augmentation d'émission plus importante que dans le cas d'une LBE classique. En revanche, la distance entre les solénoïdes LBE1 et LBE2 est plus petite de 200 mm. Le faisceau a donc une taille plus petite à l'entrée du solénoïde LBE2 et l'augmentation d'émission est plus faible. Ce phénomène est observable sur la Figure VII.11.

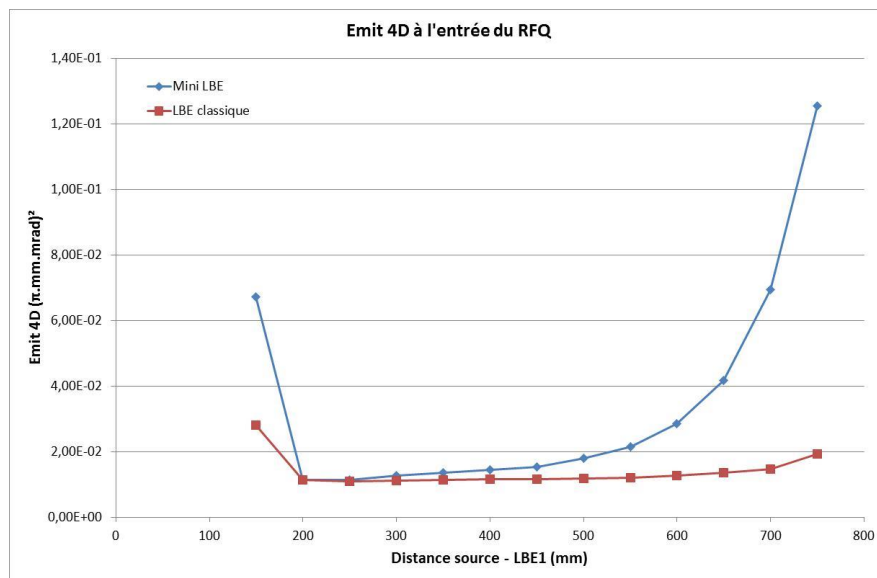


Figure VII.11 : Evolution de l'émission 4D en fonction de la distance source – LBE1 pour une mini LBE (en bleu) et une LBE classique (en rouge).

Avec une distance entre le solénoïde source et le solénoïde LBE1 de 750 mm, on observe une très forte augmentation d'émission pour la mini-LBE, conséquence directe de l'augmentation du champ magnétique. En revanche, lorsque cette distance devient plus petite, la taille dans le solénoïde LBE2 diminue. Ainsi, le gain en émission par une taille plus petite compense

l'augmentation d'émittance dû à un champ plus élevé dans le cas d'une distance de 250 mm et de 200 mm. On observe que, dans le cadre d'une mini LBE, la diminution de la distance solénoïde source et solénoïde LBE1 est un paramètre important puisque l'émittance peut être réduite d'un facteur 10 entre le cas 750 mm et le cas 250 mm.

### 3. Résultats pour un faisceau de 40 mA – 40 kV

Nous venons de voir en quoi il est intéressant de réduire la longueur de la LBE dans le cas d'un faisceau intense d'ions légers. Nous allons maintenant déterminer si les performances d'une LBE courte sont meilleures ou non pour un faisceau moins intense de 40 mA et moins énergétique de 40 kV.

Avec une charge d'espace moins élevée et malgré l'énergie plus faible des particules, le champ magnétique nécessaire pour transporter le faisceau de 40 mA à 40 kV est plus petit de 40 % à celui nécessaire pour transporter 120 mA à 95 kV (cf. [Figure VII.12](#) et [Figure VII.13](#)).

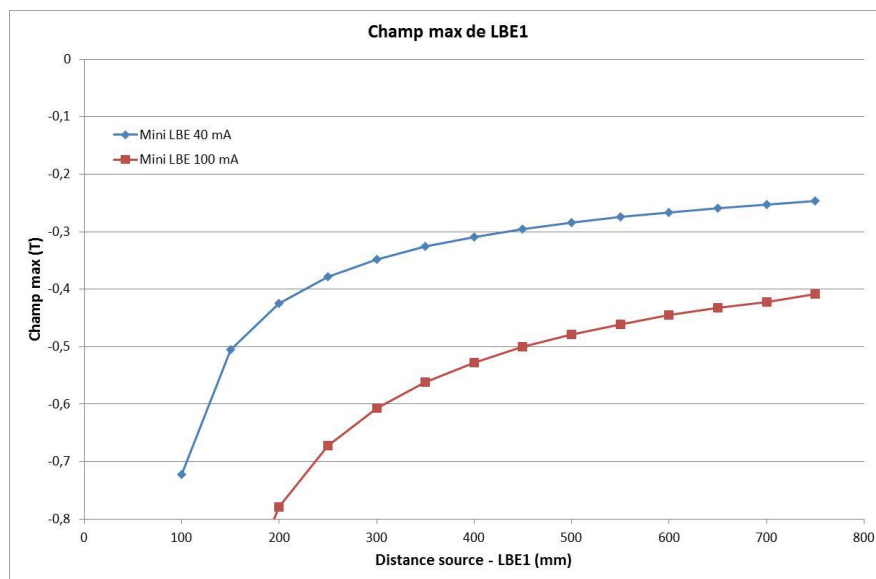


Figure VII.12 : Champ magnétique maximum de LBE1 (40 mA en bleu et 100 mA en rouge) en fonction de la distance source – LBE1.

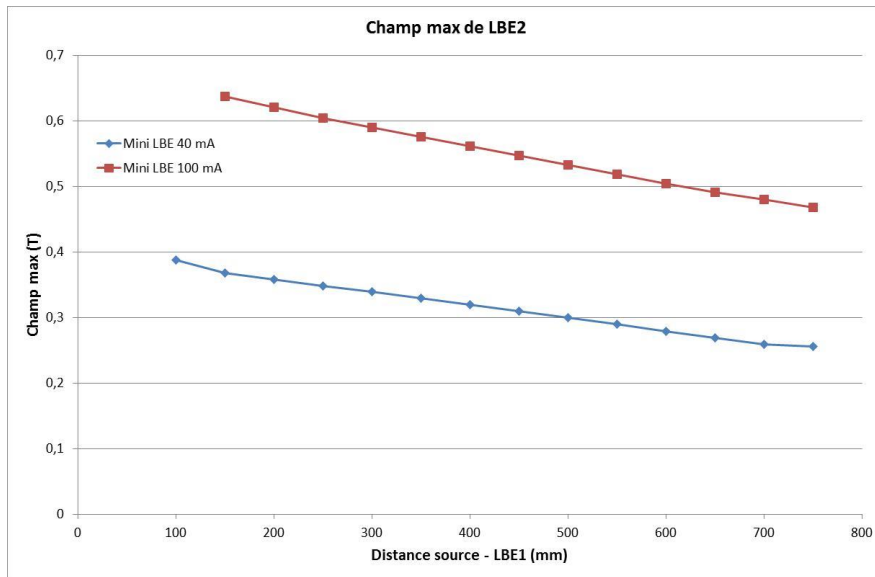


Figure VII.13 : Champ magnétique maximum de LBE2 (40 mA en bleu et 100 mA en rouge) en fonction de la distance source – LBE1.

En ce qui concerne l'émittance, il est plus difficile de comparer ces deux faisceaux, l'émittance du faisceau de 40 mA étant nécessairement plus petite. En revanche, on peut vérifier sur la [Figure VII.14](#) qu'on obtient une augmentation d'émittance plus faible (entre une distance de 750 mm et une distance de 250 mm) d'un facteur 10 pour les deux faisceaux (40 mA et 120 mA).

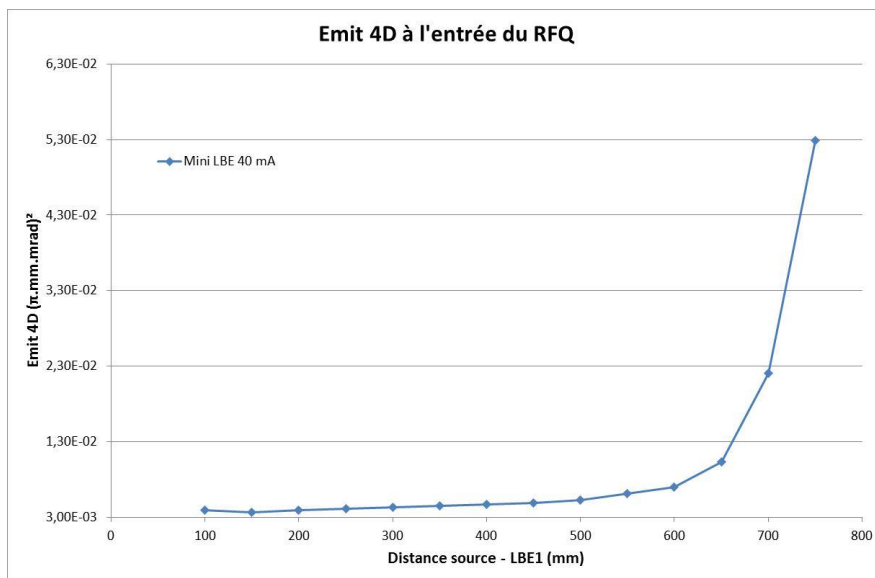


Figure VII.14 : Evolution de l'émittance 4D en fonction de la distance source – LBE1 pour une mini LBE 40 mA.

On observe enfin qu'il est possible de réduire encore la distance solénoïde source – LBE1 pour des faisceaux de plus faible intensité. En effet, les simulations ont montrées que la distance optimum est de 150 mm pour 40 mA au lieu de 200 mm pour 120 mA.

## 4. Conclusion

Ces simulations ont permis de montrer l'importance d'une réduction de la LBE afin de réduire l'émittance du faisceau à l'entrée d'un RFQ. Le faisceau de protons est transporté avec un diamètre plus faible dans toute la ligne LBE, ce qui permet de limiter l'augmentation d'émittance dans les solénoïdes. Il a été ainsi montré qu'une diminution de 40 % de l'émittance peut être envisagée par rapport à la ligne LBE de IFMIF. J'ai montré que cette diminution d'émittance peut être obtenue grâce à une longueur de LBE réduite de 700 mm (soit une diminution de 35 % de la longueur par rapport à la LBE IFMIF). Par ailleurs, cette diminution d'émittance a aussi été observée pour un faisceau de plus faible intensité de 40 mA.

Afin de mieux comparer les deux lignes LBE et de mieux comprendre les mécanismes d'augmentation d'émittance, il serait nécessaire de prendre en compte l'ionisation du gaz résiduel ainsi qu'une distribution de la charge d'espace non uniforme. Pour cela, le code PIC SolMaxP [33] est idéal puisqu'il permet de simuler le mouvement des macros particules chargées dans le temps.

Enfin, une émittance encore plus faible pourrait être attendue à l'entrée du RFQ avec une optimisation complète d'une ligne LBE (notamment en ajustant les nouvelles valeurs de distance entre le solénoïde LBE2 et l'entrée du RFQ).

Au-delà de cette réduction d'émittance, la source ALISES devrait permettre de relâcher un paramètre supplémentaire (jusqu'à-là imposé par les dimensions de la source d'ions) pour optimiser la LBE : la distance entre la source et le premier solénoïde LBE1.





# VIII.

## Simulations du plasma ECR

Ce chapitre est consacré à l'étude numérique du plasma ECR de la source ALISES. L'objectif est de montrer qu'il est possible d'utiliser le code SolMaxP créé par le laboratoire afin de simuler le plasma. Nous tenterons ainsi de trouver une corrélation entre l'énergie moyenne des électrons dans la chambre plasma et l'intensité du faisceau de protons extrait de la source. Ce résultat atteint, il sera alors possible d'interpréter les résultats numériques dans le cas où les dimensions de la chambre plasma (diamètre et longueur) sont réduites. Nous essaierons alors d'anticiper l'impact de la réduction de ces dimensions sur le faisceau extrait et définir une dimension minimale de la chambre plasma.

### 1. Le code de calculs

#### 1.A. Structure du code de calculs

Le code SolMaxP [33] est un code PIC (Particle in Cell) permettant la simulation du mouvement de macro-particules chargées résolu en temps dans un champ électromagnétique quelconque. Ce code a été développé au sein du LEDA (Laboratoire d'Étude et de Développement des Accélérateurs). Il permet de simuler le transport d'un faisceau en tenant compte, entre autres, de la compensation de charge d'espace. La région de la simulation est divisée en une grille 3D. A chaque pas de temps, la procédure suivante (cf. [Figure VIII.1](#)) est réalisée :

- 1. Calcul de la position et des vitesses des particules pour attribuer une densité de charges et de courants sur la grille.
- 2. Calcul des champs électriques et magnétiques à partir de la distribution de charges et de courants par résolution des équations de Maxwell.
- 3. Calcul des forces (électriques et magnétiques provenant des charges et éventuellement de cartes de champ externes) à la position de chaque particule.
- 4. Calcul de la vitesse et de la nouvelle position des particules par intégration des équations du mouvement.
- 5. Simulation des collisions entre particules avec l'aide d'un algorithme de Monte-Carlo.

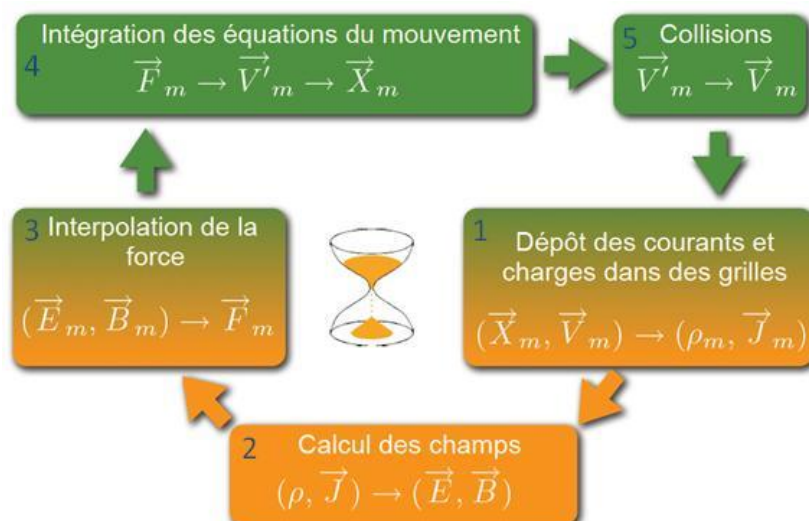


Figure VIII.1 : Procédure de calcul du code SolMaxP.

Cette procédure est répétée jusqu'à obtenir un état d'équilibre. Le code SolMaxP a ainsi besoin d'une distribution initiale de particules, des cartes de champs externes, de la géométrie du système et de la pression des différents gaz. A tout moment, il est possible de visualiser la distribution de particules (ions, électrons, neutres) dans le système ainsi que les cartes de champ électrique et de potentiel créées par les particules.

### 1.B. Cadre de la simulation et hypothèses

Une des parties manquantes de ce code est la comparaison entre les résultats obtenus par simulation du plasma et des données mesurées sur une source ECR. Un premier résultat a été obtenu par R. Duperrier [34] montrant la possibilité de simuler la résonance ECR avec le code SolMaxP. Les simulations ont montrées une corrélation entre l'énergie des électrons obtenue et le courant d'ions extrait de la source ECR [35].

L'étude suivante a pour objectif de tenter de combler ce manque de comparaison en simulant le comportement d'un plasma en fonction des dimensions de la chambre plasma. Le comportement ainsi simulé et les résultats expérimentaux de la source ALISES permettront de consolider ou non la validation du code de calcul dans le cas d'une source ECR.

#### Géométrie du système :

Le système est composé d'un court guide d'onde WR284<sup>1</sup>, des transitions ridgées et de la chambre plasma cylindrique de longueur initiale de 100 mm et de rayon 45 mm (cf. Figure VIII.2). On cherchera à déterminer l'impact sur le plasma de la réduction des dimensions de ce cylindre.

<sup>1</sup> Guide d'onde rectangulaire de dimensions transverses 72,136x34,036 mm.

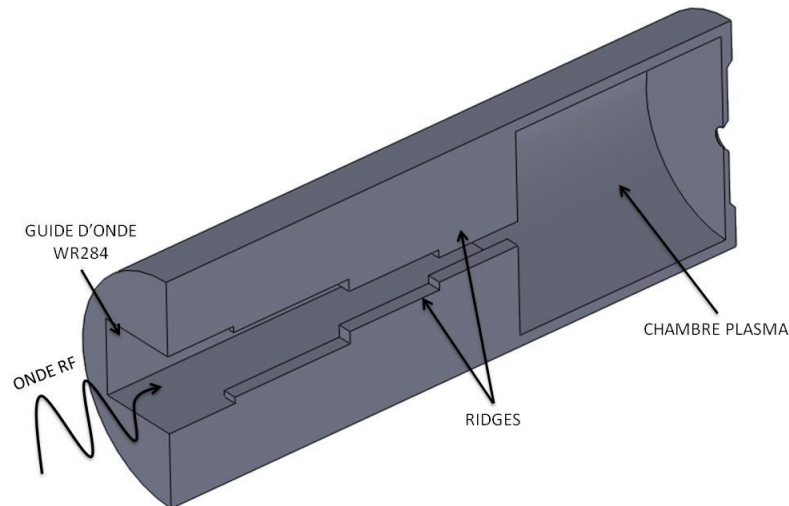


Figure VIII.2 : Géométrie du système dans les simulations SolMaxP.

### L'onde RF :

L'onde radiofréquence est transportée via un guide d'onde rectangulaire. Elle traverse donc les transitions ridgées avant d'entrer dans la chambre plasma. Cette onde possède une fréquence unique de 2,45 GHz et l'intensité du champ électrique est dimensionnée pour correspondre à une puissance de 1 000 W. On supposera qu'il n'y a pas de pertes de l'onde radiofréquence dans les parois des guides d'ondes et de la chambre plasma.

### Particules initiales :

On prendra pour hypothèse que la pression du gaz de dihydrogène dans la chambre plasma est homogène et vaut 10 Pa. Dans la mesure où l'on injecte du gaz en continu dans la chambre plasma, le réservoir de H<sub>2</sub> est supposé infini. L'énergie initiale des H<sub>2</sub> est considérée comme nulle<sup>1</sup>. Afin de démarrer la résonance ECR, nous devons créer un nuage uniforme d'électrons dans le système. Ce nuage possèdera une densité<sup>2</sup> de 10<sup>-5</sup> fois celle de H<sub>2</sub> et une énergie de 0,01 eV qui correspond à l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique pour un gaz parfait à une température de 20°C. Nous voulons visualiser une résonance ECR qui est un phénomène se produisant dans un volume restreint comparé à la chambre plasma possédant un volume beaucoup plus grand. Nous avons donc besoin d'un nombre important de macro-particules. Au début de la simulation, 900 000 macro-particules d'électrons et 900 000 macro-particules de H<sub>2</sub> sont ainsi créées. Chaque macro-particule représente ainsi environ 10<sup>12</sup> particules.

### Collisions :

Nous supposerons que le plasma est composé d'électrons, d'ions H<sup>+</sup>, H<sub>2</sub><sup>+</sup> et de neutres H et H<sub>2</sub>. Il existe un nombre très important de collisions possibles dans le plasma d'hydrogène.

<sup>1</sup> Pour des raisons techniques liées au code de calcul, l'énergie initiale ne peut être strictement nulle. Nous avons donc choisi une valeur très faible de 10<sup>-5</sup> eV.

<sup>2</sup> Cette densité a été optimisée par la référence [34] afin d'obtenir le meilleur chauffage ECR.

Afin de raccourcir le temps de calcul, nous avons choisi de ne tenir compte que des principales réactions présentes dans le plasma (cf. [Tableau VIII.1](#))

Nom de la collision	Equation
Ionisation non dissociative de H <sub>2</sub> par e <sup>-</sup>	$e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H_2^+$
Ionisation de H par e <sup>-</sup>	$e^- + H \rightarrow 2e^- + H^+$
Excitation électronique de H <sub>2</sub> par e <sup>-</sup>	$e^- + H_2 \rightarrow e^- + H_2^*$
Ionisation dissociative de H <sub>2</sub> par e <sup>-</sup>	$e^- + H_2 \rightarrow 2e^- + H + H^+$
Ionisation dissociative de H <sub>2</sub> <sup>+</sup> par e <sup>-</sup>	$e^- + H_2^+ \rightarrow 2e^- + 2H^+$
Excitation dissociative de H <sub>2</sub> <sup>+</sup> par e <sup>-</sup>	$e^- + H_2^+ \rightarrow e^- + H^+ + H$

Tableau VIII.1 : Collisions retenues dans les calculs SolMaxP.

Les sections efficaces utilisées sont représentées sur la [Figure VIII.3](#). Elles proviennent de fonctions analytiques de [36] s'accordant avec les mesures expérimentales de la base de données en ligne AMDIS (Atomic and Molecular Data Unit Activities) [37].

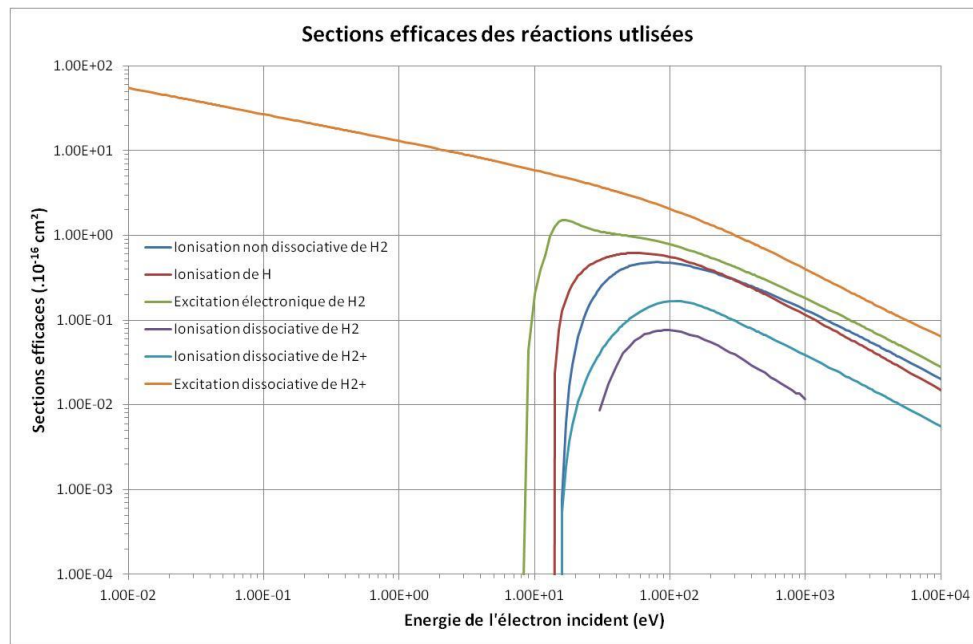


Figure VIII.3 : Courbes de sections efficaces utilisées pour les collisions.

Dans les faits, il existe d'autres collisions possibles qui mènent à la création d'ions H<sup>-</sup> et H<sub>3</sub><sup>+</sup>, et de photons. Toutes ces réactions ont été écartées de la simulation pour l'une des raisons suivantes :

- le nombre observé expérimentalement de l'une des particules incidentes est très faible au regard des autres espèces (tels que les ions H<sup>-</sup>).
- la section efficace à l'énergie supposée de l'espèce incidente est très faible.

Maillage :

Le maillage spatial du système doit être suffisamment fin pour visualiser le chauffage des électrons. Il a été décidé d'utiliser un maillage de 1 mm dans les dimensions transverses et de 2 mm dans la dimension longitudinale. Le pas de temps de calcul a été fixé à  $10^{-12}$  s. Le temps total simulé étant de 4 ns maximum.

Paramètre significatif :

On peut comparer le courant de protons extrait de la source SILHI (résultats obtenus par [24]) avec l'énergie moyenne des électrons obtenus par simulations sur la Figure VIII.4. On observe une bonne corrélation entre ces deux paramètres. Toutes les valeurs sont données en relatif par rapport à la puissance de 900 W. Le courant de protons extrait de la source SILHI avec 900 W est de 116,9 mA et l'énergie moyenne des électrons calculés par le code SolMaxP est de 41,5 eV.

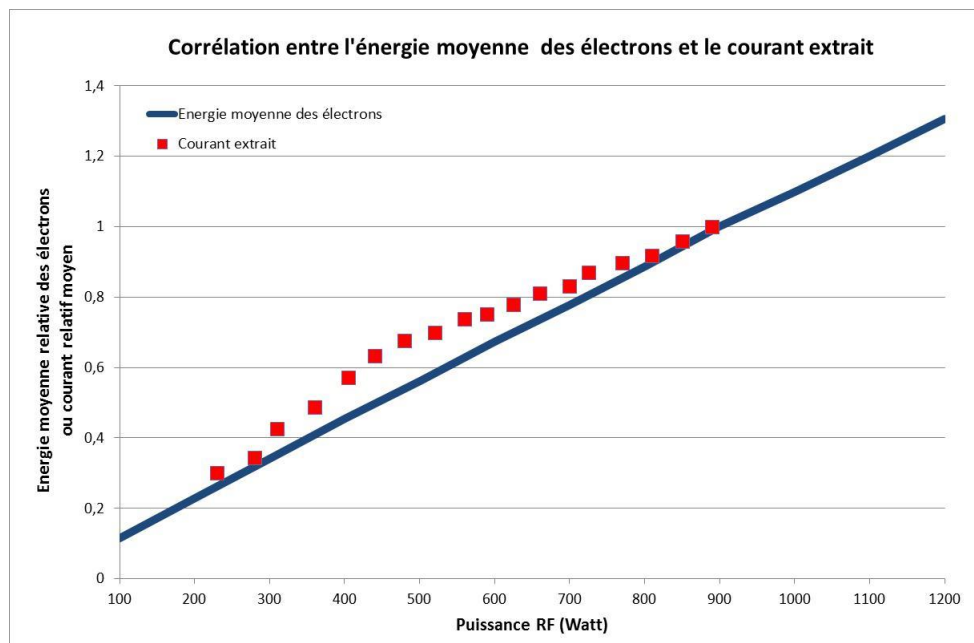


Figure VIII.4 : Comparaison entre l'énergie moyenne simulée des électrons et le courant extrait de la source SILHI.

## 2. Réduction de la longueur de la chambre plasma

Pour une chambre plasma cylindrique de longueur 100 mm et de rayon 45 mm et dans les conditions citées précédemment, nous avons calculé la distribution en énergie des électrons le long de l'axe de symétrie de la chambre plasma (cf. Figure VIII.5)<sup>1</sup>. On remarque que le transfert d'énergie est beaucoup plus efficace près des ridges sur une longueur de 20 mm.

<sup>1</sup> Rappelons que la position  $z = 0$  mm correspond au bord intérieur de l'électrode HT. La position  $z = -100$  mm correspond à la limite entre la chambre plasma cylindrique et les ridges du guide d'onde.

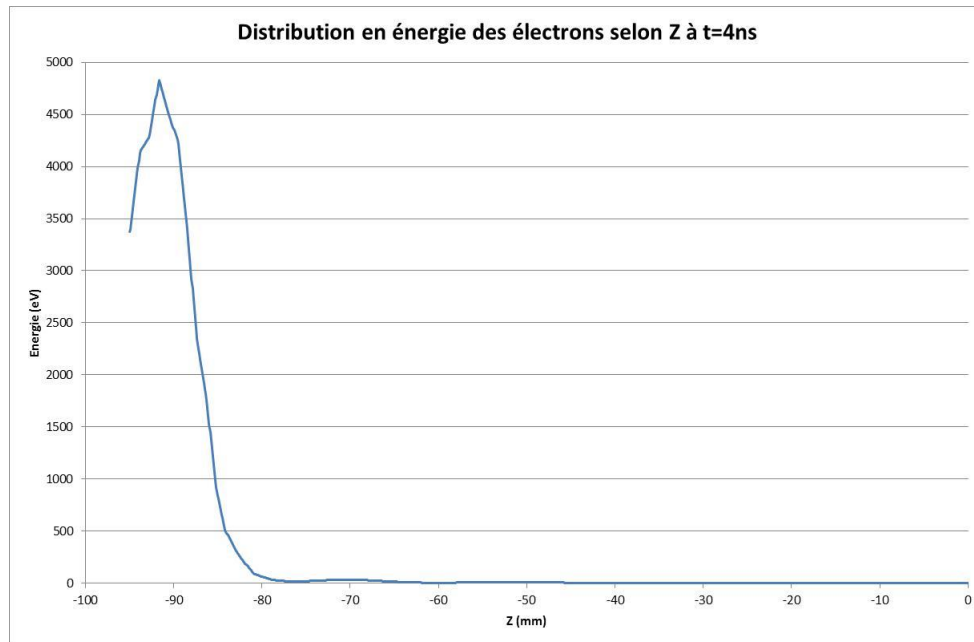


Figure VIII.5 : Distribution en énergie des électrons sur l'axe de symétrie de la chambre plasma.

Les électrons chauffés dans cette zone vont ensuite migrer par agitation thermique vers le reste de la chambre plasma. Nous observons donc que l'énergie moyenne des électrons dans la chambre plasma ne dépendra pas de sa longueur à condition de ne pas descendre en dessous de 20 mm.

### 3. Réduction du rayon de la chambre plasma

Nous avons aussi calculé le chauffage des électrons en fonction des distances transverses, selon l'axe x horizontal et l'axe y vertical<sup>1</sup> dans le plan transverse situé à  $z = 10$  mm des ridges. L'effet des ridges est de concentrer le champ électrique au centre de la chambre plasma. On retrouve donc sur la [Figure VIII.6](#) un maximum de transfert d'énergie des électrons au centre de la chambre plasma. On observe là aussi que les électrons sont très peu chauffés ; 98% de l'énergie totale transmise aux électrons est réalisée pour des rayons inférieurs à 30 mm en x et à 20 mm en y.

---

<sup>1</sup> L'axe x horizontal correspond au grand axe du guide d'onde. L'axe y vertical correspond au petit axe du guide d'onde.

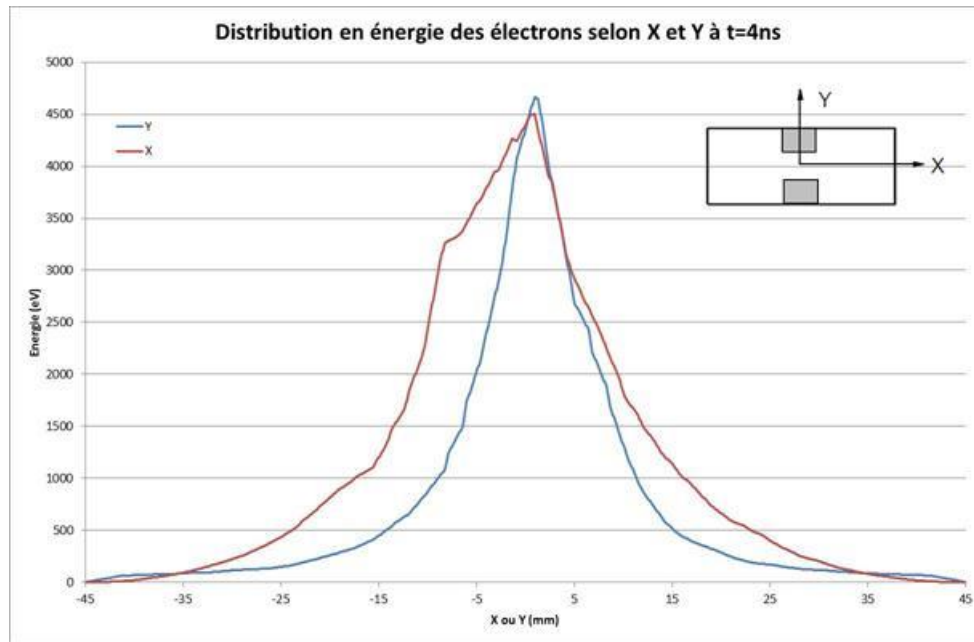


Figure VIII.6 : Distribution en énergie des électrons selon x et y dans le plan z à 10 mm des ridges.

Sur la [Figure VIII.7](#), on peut observer l'énergie moyenne des électrons dans la chambre plasma en fonction de son rayon. La réduction du rayon va entraîner la disparition des électrons froids au bord de la chambre plasma, donc une augmentation de l'énergie moyenne des électrons. A partir de 30 mm de rayon, on observe une diminution de cette énergie moyenne.

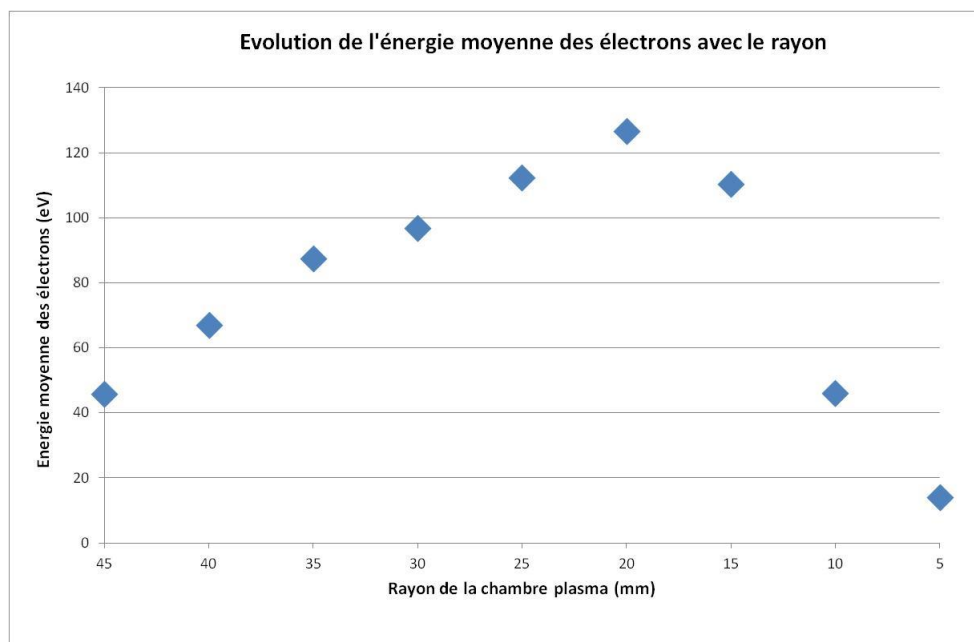


Figure VIII.7 : Evolution de l'énergie moyenne des électrons en fonction du rayon de la chambre plasma.

L'énergie moyenne des électrons ne peut être corrélée directement à l'intensité du faisceau extrait lorsque l'on modifie les dimensions de la chambre plasma. En effet, si l'énergie



moyenne des électrons dans la chambre plasma augmente, il n'en va pas forcément de même pour le taux d'ionisation qui dépend du nombre d'électrons et donc du volume de la chambre plasma.

## **4. Conclusion**

Cette étude théorique sur le rôle des dimensions de la chambre sur le plasma produit par résonance électronique a permis de montrer que la longueur de la chambre n'influence pas le chauffage des électrons. Ce chauffage a lieu dans les 20 premiers millimètres de la chambre pour exploiter au mieux l'absorption de l'onde RF. Ces simulations ont été réalisées avec une onde incidente monochromatique. Dans la pratique, l'onde incidente produite par un magnétron possède une dispersion en longueur d'onde de l'ordre de 1% (comprise entre 2,435 GHz et 2,465 GHz) qui aura tendance à élargir cette zone de chauffage ECR de plusieurs millimètres.

Par ailleurs, il a été montré que le rayon de la chambre peut-être diminué sans modifier le chauffage ECR des électrons jusqu'à un rayon minimal de 30 mm. Pour des rayons plus petits, on observe une réduction de la zone de chauffage ECR et une moins bonne efficacité du transfert d'énergie de l'onde radiofréquence vers les électrons du plasma.

**PARTIE III :**

**RÉSULTATS OBTENUES AVEC LA  
SOURCE ALISES**



# IX.

## Décharges Penning dans le tube accélérateur

Lors du démarrage de la source ALISES, il est apparu des problèmes de décharges Penning dans le tube accélérateur. Ces décharges sont causées par la présence d'un champ électrique et d'un champ magnétique dans le tube accélérateur. Dans ce chapitre, nous exposerons dans un premier temps les observations consécutives aux décharges réalisées sur les électrodes et le tube accélérateur. L'observation de ces décharges nous ont menées à établir l'hypothèse que les électrons du gaz résiduels présents dans le tube accélérateur sont piégés et accélérés par la combinaison du champ électrique et magnétique de la source. Cette hypothèse est très similaire au comportement du piège de Penning, donnant ainsi le nom de décharges Penning. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons voulu simuler la trajectoire d'un électron d'énergie initiale nulle dans le tube accélérateur à l'aide du code Opera-3D. Ces simulations montreront alors la position exacte de la décharge et permettront de trouver une solution pour résoudre ces problèmes de décharges Penning pour la source ALISES, mais aussi lors de la conception des futures sources du laboratoire. Dans le cas de la source ALISES, plusieurs solutions pour supprimer les décharges Penning ont été appliquées.

### 1. Observations

Lors du démarrage de la source ALISES, il a été observé des décharges continues dans le tube accélérateur. Ces décharges sont différentes d'un simple claquage car elles interviennent uniquement en présence du champ électrique des électrodes et du champ magnétique de la source. Aucune décharge n'a été observée en présence de l'un ou l'autre des deux champs. Il est ainsi possible d'établir 40 kV dans le tube accélérateur sans champ magnétique, et 87,5 mT pour la résonance électronique sans champ électrique. Après ouverture du tube accélérateur il a été possible de localiser ces décharges grâce aux empreintes laissées sur les pièces mécaniques (cf. [Figure IX.1](#)).



Figure IX.1 : Support des électrodes de masse (en haut à gauche) ; électrode EI (en haut à droite) ; électrode EM1 (en bas à gauche) ; électrode plasma HT (en bas à droite).

*L'hypothèse pour expliquer le phénomène de décharge observé est la suivante. On suppose qu'il existe des zones dans le tube accélérateur où le champ électrique est quadripolaire. Les électrons contenus dans le gaz résiduel vont alors tourner à une énergie significative autour des électrodes cylindriques. Il y a alors ionisation du gaz résiduel, multiplication du nombre d'électrons et décharge dans le tube accélérateur.*

## 2. Mouvement d'une particule dans un piège de Penning

Pour comprendre l'origine de ce phénomène, nous devons déterminer la trajectoire d'une particule chargée en présence d'un champ électrique quadripolaire et d'un champ magnétique. Ce problème correspond au cas du piège de Penning parfait et a largement été abordé par plusieurs ouvrages dont les références [38] et [39].

On considère un électron de masse  $m_e$  et de charge électrique  $e$  possédant une vitesse initiale nulle dans une région de l'espace où règnent un champ magnétique uniforme  $\vec{B} = B_0 \vec{z}$  et un champ électrique quadripolaire dérivant du potentiel suivant :

$$\Phi = \Phi_0(z^2 + x^2 + y^2)$$

Pour exemple, ce potentiel peut correspondre à une configuration où quatre surfaces sont portées à différents potentiels (cf. Figure IX.2) : le piège de Penning. Le champ magnétique est créé par une bobine et est considéré comme purement longitudinal.

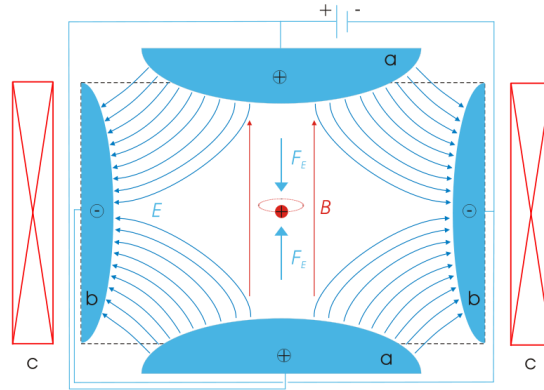


Figure IX.2 : Configuration électromagnétique d'un piège de Penning parfait.

En supposant que les particules posséderont une faible énergie ( $\gamma \approx 1$ ), la relation fondamentale de la dynamique sous l'action de la force de Lorentz s'écrit :

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{\nabla}\Phi + e\vec{v} \times \vec{B} \quad \text{Équation IX.1}$$

Dans les conditions énumérées précédemment, on obtient les équations suivantes pour le mouvement de la particule :

$$\begin{cases} \ddot{x} = -\omega_z^2 x + \omega_c \dot{y} \\ \ddot{y} = -\omega_z^2 y - \omega_c \dot{x} \\ \ddot{z} = -\omega_z^2 z \end{cases} \quad \text{Équation IX.2}$$

avec :

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_e} \quad \text{et} \quad \omega_z = \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_e}}$$

### 2.A. Résolution suivant Oz :

On a :  $\ddot{z} = -\omega_z^2 z$  avec  $\omega_z = \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{m_e}}$ .

Cette équation a pour solution :  $z = z_0 \cos(\omega_z t + \varphi)$ . La particule effectue donc des oscillations suivant Oz à la pulsation  $\omega_z$ .

### 2.B. Résolution dans le plan xOy :

Comme les plans  $x$  et  $y$  sont couplés, on pose  $\rho = x + iy$ , ce qui donne l'équation :

$$\ddot{\rho} = -\omega_z^2 \rho + i\omega_c \dot{\rho} \quad \text{Équation IX.3}$$

On cherche des solutions de la forme  $\rho = \rho_0 e^{i\omega t}$  donc on cherche à résoudre :

$$\omega^2 - \omega_c \omega - \omega_z^2 = 0 \quad \text{Équation IX.4}$$

Or  $\omega_1^2 = \omega_c^2 + 4\omega_z^2 > 0$  donc il existe deux racines réelles :

une pulsation cyclotron modifiée :  $\omega'_c = \frac{1}{2}(\omega_c + \omega_1) > 0$

une pulsation magnétron :  $\omega_m = \frac{1}{2}(\omega_c - \omega_1) < 0$

La particule suit donc deux mouvements de rotations dans le plan  $xOy$ . Un mouvement de rotation rapide avec un petit rayon  $r_c = \frac{v}{\omega_c}$  autour des lignes de champs et un mouvement plus lent mais avec un rayon plus grand  $r_m = \frac{v}{\omega_m}$  (cf. Figure IX.3).

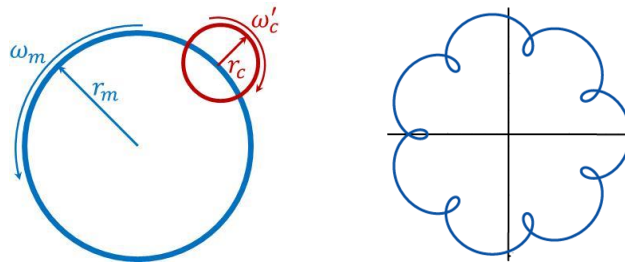


Figure IX.3 : Mouvement de la particule dans le plan  $xOy$ .

## 2.C. Mouvement global

Le mouvement global de l'électron est la somme des mouvements suivant  $Oz$  et suivant  $xOy$ . On remarque que l'électron tourne indéfiniment autour du champ magnétique (cf. Figure IX.4).

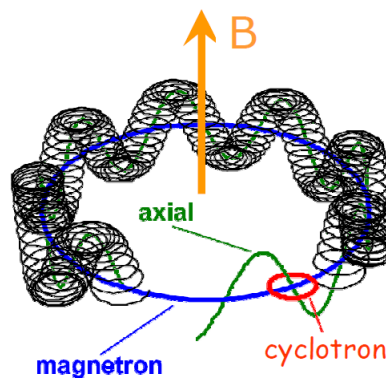


Figure IX.4 : Mouvement global d'une particule soumise à champ électrique quadripolaire et un champ magnétique longitudinal.

Ce mouvement n'aura lieu qu'en présence de trois conditions inhérentes à la décharge Penning :

- Les champs électriques et magnétiques ne doivent pas être parallèles. Une composante perpendiculaire entre les deux vecteurs est indispensable.
- Le champ électrique ne doit pas être uniforme. La présence d'un gradient de champ électrique est nécessaire.
- Le champ magnétique doit être suffisamment élevé pour que la force résultante ne soit pas négligeable.

### 3. Simulation du phénomène avec Opera-3D

#### 3.A. Cadre de la simulation et hypothèses

Le code Opera-3D [21] permet de calculer le champ électrique résultant des électrodes et de leurs supports dans le tube accélérateur. Ce code peut aussi calculer la trajectoire d'une particule soumise à des champs électromagnétiques. L'objectif de la simulation sera alors de positionner des électrons, d'énergie initiale nulle, dans le tube accélérateur et d'observer leur comportement face aux deux champs électrique et magnétique de la source.

Le calcul du champ électrique est réalisé sur un quart de la source et projeté par symétrie dans les autres quarts (la source ALISES étant symétrique selon les plans xOz et yOz). Le phénomène observé étant aussi à symétrie cylindrique, on décide de ne positionner les électrons que sur un plan transverse du tube accélérateur.

#### 3.B. Cohérence avec le piège de Penning

Une première vérification des hypothèses a été réalisée en comparant les résultats obtenus par le code Opera-3D avec la théorie du mouvement d'une particule dans un piège de Penning. Cette vérification a été réalisée au niveau de l'électrode EM1 sur laquelle nous avons observé des traces noires (cf. Figure IX.1). Si l'on choisit pour l'électrode REP un potentiel de 2 kV<sup>1</sup>, il a été observé un mouvement de rotation des électrons (cf. Figure IX.5) correspondant à la zone noircie de la Figure IX.1 (en bas à gauche). La zone où les électrons tournent remplit ainsi toutes les conditions pour la création d'une décharge de Penning.

---

<sup>1</sup> L'électrode REP fut en effet placée à un potentiel de +2 kV par erreur. L'inversion du potentiel de cette électrode à -2 kV a permis de supprimer la décharge dans cette zone. En effet, l'inversion du champ électrique modifie l'équation du mouvement de l'électron tel que  $\omega^2 + \omega_c \omega - \omega_z^2 = 0$ .



## Décharges Penning dans le tube accélérateur

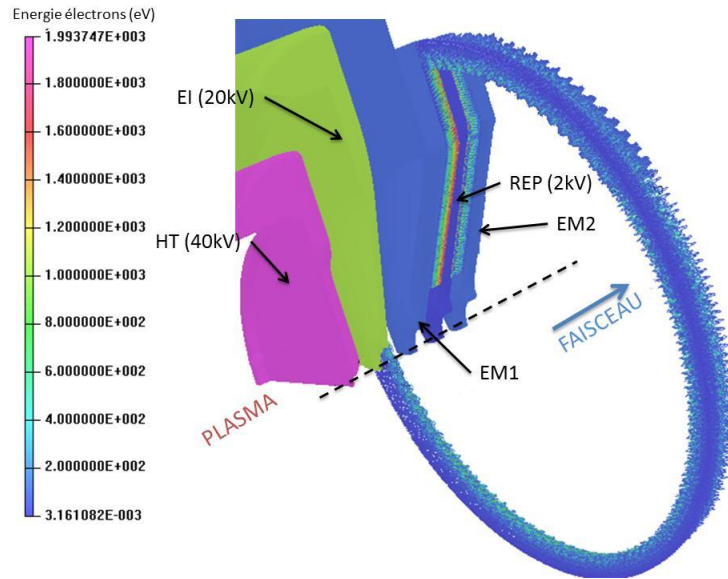


Figure IX.5 : Electrode REP avec un champ B dans le sens usuel et un champ E inversé.

Afin de visualiser l'orientation des champs électriques et magnétiques, nous avons calculé, sur la Figure IX.6, la valeur  $\delta = \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{\|\vec{E}\| \|\vec{B}\|}$  dans le plan xOz dans l'espace entre l'électrode REP et les électrodes EM1 et EM2. Une valeur de 0 signifie donc que les deux vecteurs sont perpendiculaires alors qu'une valeur de 1 signifie qu'ils sont parallèles. On remarque alors que la première condition pour obtenir une décharge Penning ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) est satisfaite dans la zone où les électrons tournent.

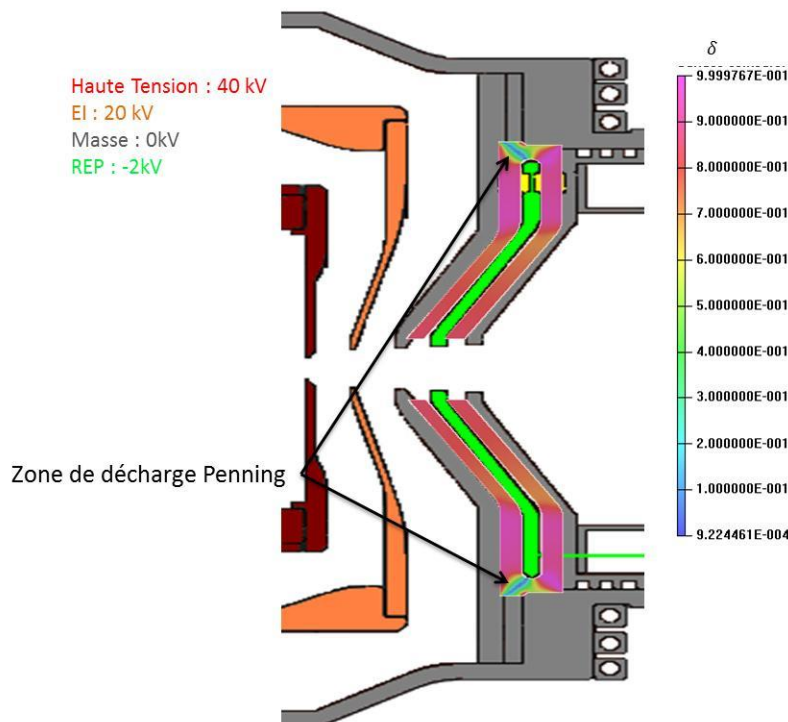


Figure IX.6 : Orientation des champs électriques et magnétiques dans le plan xOz entre l'électrode REP et les électrodes EM1 et EM2.

La deuxième condition pour obtenir une décharge Penning est d'avoir un gradient spatial de champ électrique. Sur la [Figure IX.7](#), on observe que, dans la zone où  $\vec{E} \perp \vec{B}$ , il existe un gradient spatial élevé. Le maximum de champ électrique est alors de  $0,8 \text{ MV.m}^{-1}$  et le minimum est de  $1 \text{ kV.m}^{-1}$ .

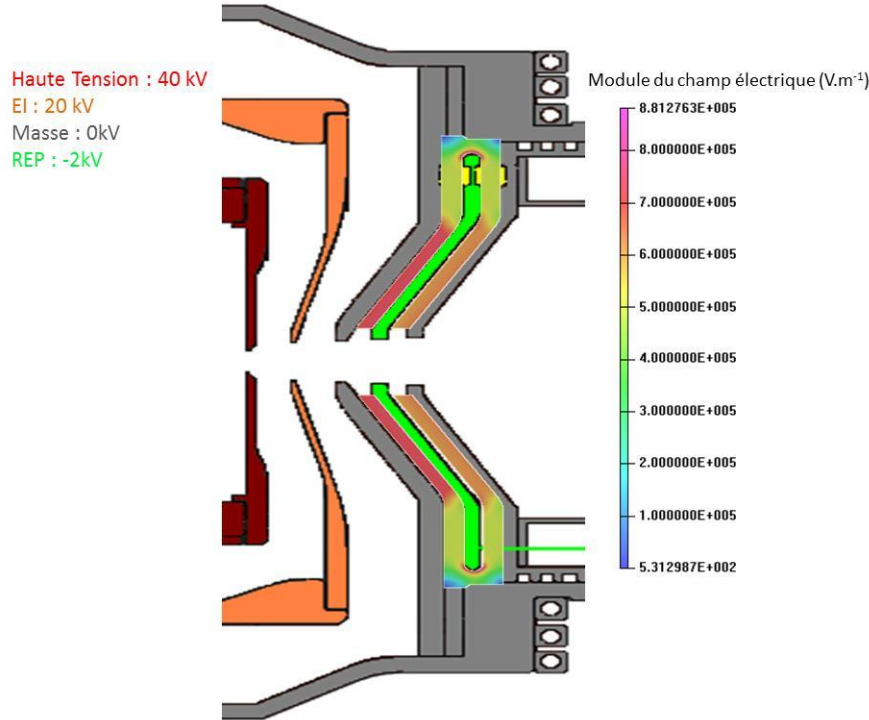


Figure IX.7 : Carte de champ électrique en  $\text{V.m}^{-1}$  dans le plan  $xOz$  entre les électrodes REP et EM1, EM2.

La dernière condition porte sur l'intensité des forces électriques et magnétiques. En effet, il est nécessaire d'avoir une force magnétique au moins égale à la force électrique afin que les particules y soit sensible. La force électrique pour un électron dans cette zone vaut au maximum  $\|\vec{F}\| = e\|\vec{E}\| \approx 1.10^{-13} \text{ N}$  (pour un champ électrique de  $0,8 \text{ MV.m}^{-1}$ ) et la force magnétique est de l'ordre de  $\|\vec{F}\| = e\|\vec{v}\|\|\vec{B}\| \approx 6.10^{-13} \text{ N}$  (pour un électron d'énergie 1 keV et un champ magnétique de 0,2 T).

### 3.C. Vérification de la méthode avec les sources IFMIF et SPIRAL2

Une dernière vérification des hypothèses a été réalisée en comparant les résultats obtenus par le code Opera-3D avec les observations obtenues sur deux sources d'ions légers du laboratoire : la source du projet IFMIF et la source du projet SPIRAL2.

Dans le cas de la source IFMIF, une zone de décharge entre l'électrode REP et l'électrode EM2 a été observée. Cette décharge a pu être retrouvée exactement au même endroit grâce au code Opera-3D (cf. [Figure IX.8](#)). En dehors de cette zone, les électrons possèdent une trajectoire uniquement suivant le champ électrique créé par les électrodes.

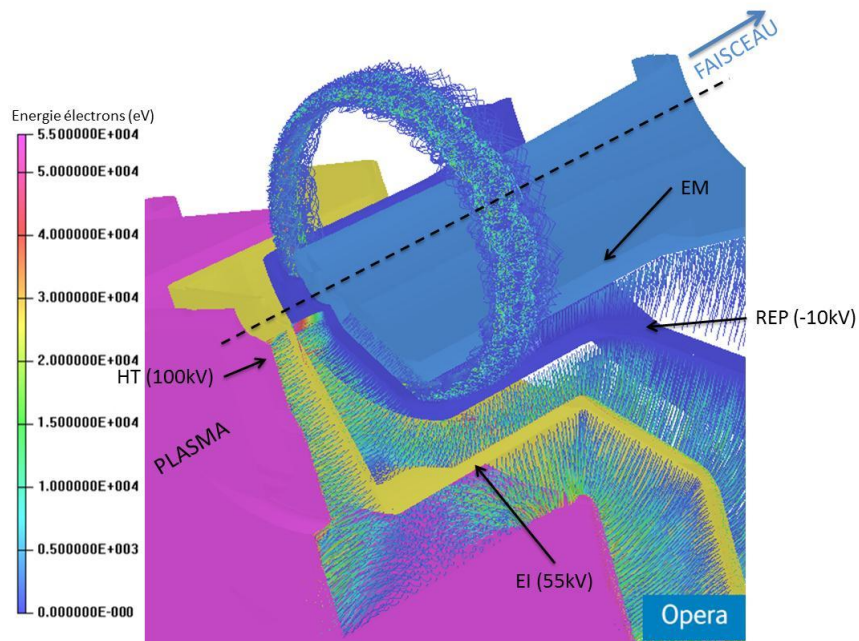


Figure IX.8 : Trajectoires des électrons dans le tube accélérateur de la source IFMIF.

En revanche, il n'a été observé, expérimentalement et numériquement, aucune décharge dans le tube accélérateur de la source SPIRAL2 (cf. Figure IX.9). Cependant, il existe des zones où les vecteurs électriques et magnétiques ne sont pas parallèles, certaines trajectoires sortent donc du plan initial des électrons. Dans ces zones, la force magnétique est plus faible de plusieurs ordres de grandeur à la force électrique. Une décharge de type Penning ne peut donc pas se produire.

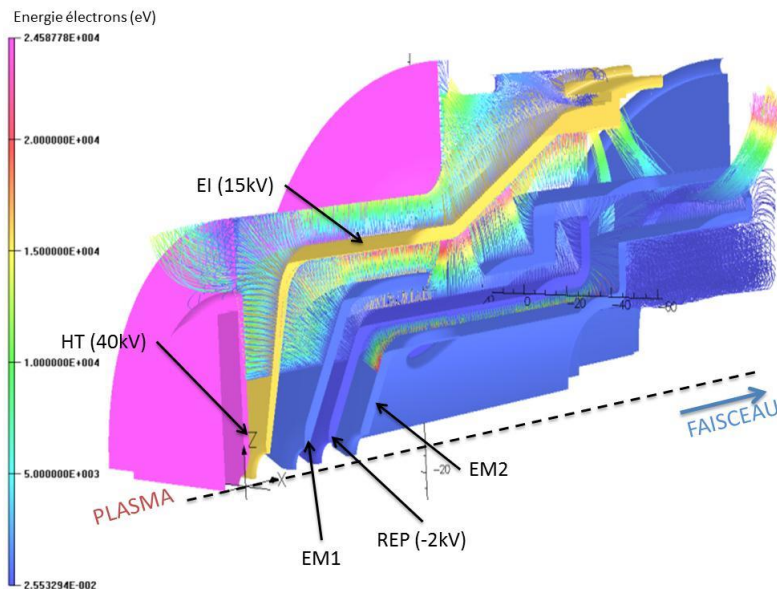


Figure IX.9 : Trajectoires des électrons dans le tube accélérateur de la source SPIRAL2.

### 3.D. Cas de la source ALISES

Pour les sources IFMIF et SPIRAL2, le champ magnétique est fortement confiné au niveau de la chambre plasma. Le champ magnétique dans le tube accélérateur est alors faible et la force magnétique est inférieure à la force électrique. Le risque d'avoir une décharge Penning est donc faible. Dans le cas de la source ALISES, la chambre plasma est située dans le tube accélérateur et le champ magnétique est alors beaucoup plus important. Les simulations montrent alors que le tube accélérateur de la source ALISES est rempli de décharges Penning. La coupe dans le plan  $xOz$  sur la Figure IX.10 permet de visualiser les différentes zones problématiques. L'énergie de ces électrons varie entre 10 eV et 20 keV, énergie suffisante pour l'ionisation du gaz résiduel.

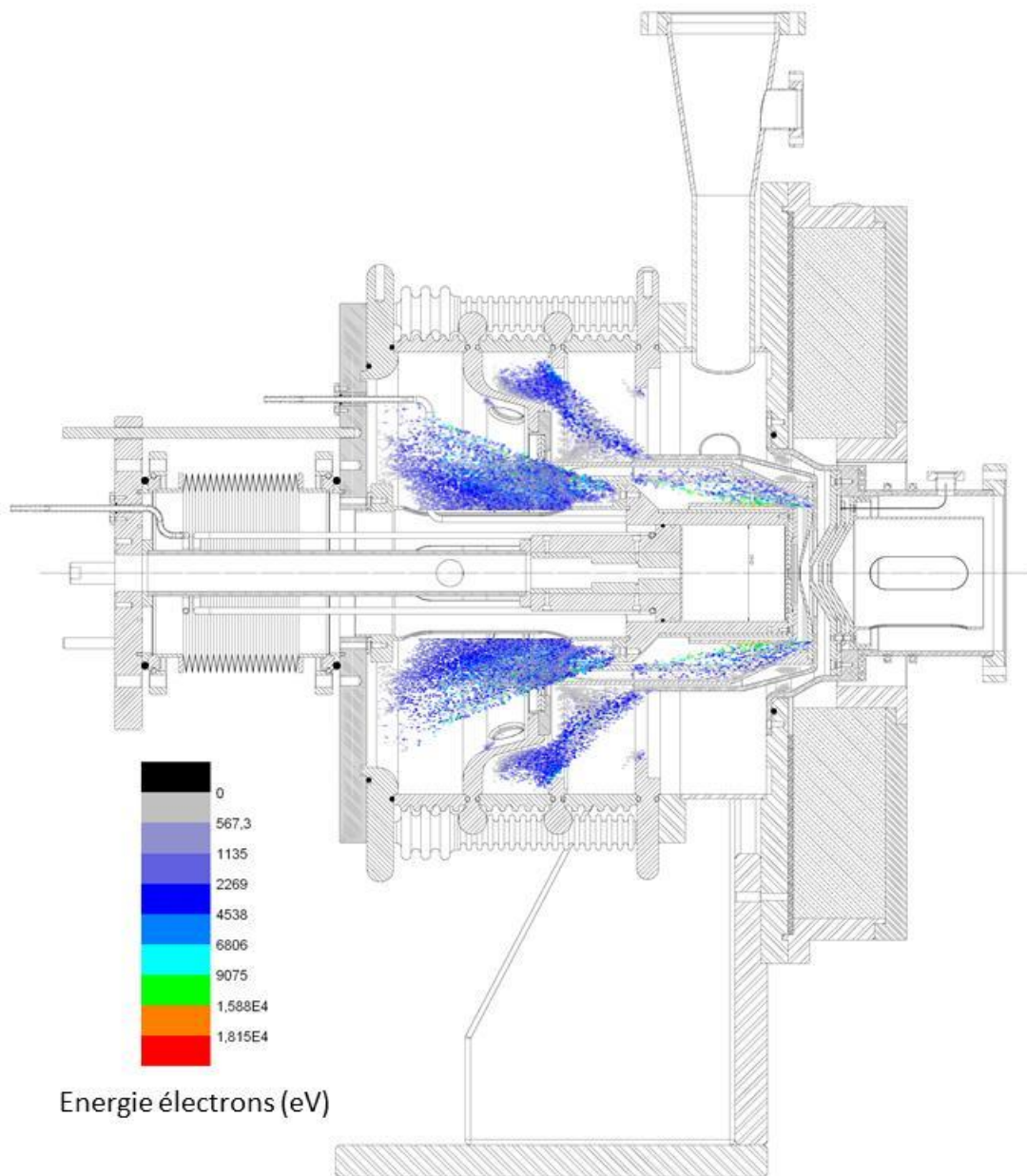


Figure IX.10 : Electrons piégés dans le tube accélérateur de la source ALISES.



## 4. Résolution du problème

En présence de ces décharges Penning, il est impossible d'obtenir le champ électrique nécessaire à l'extraction des ions du plasma. Il serait très difficile de modifier le champ magnétique tout en gardant un champ de 87,5 mT pour la zone de résonance dans la chambre plasma. Nous ne modifierons donc que le champ électrique dans le tube accélérateur.

### 4.A. Solution à court terme

La première solution afin de supprimer les décharges Penning est d'isoler physiquement les électrodes. Pour cela nous avons tenté d'utiliser des feuilles de Kapton [40]. Ce matériau est un isolant électrique de rigidité diélectrique de l'ordre de  $100 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$  tout en gardant une désorption sous vide limitée. Deux à trois couches de feuilles de  $1 \mu\text{m}$  d'épaisseur ont été placées entre chaque électrode. Ces feuilles de Kapton nous ont permis de monter la tension de l'électrode HT jusqu'à une valeur de 8 kV durant 1 h jusqu'à destruction des feuilles (cf. Figure IX.11).

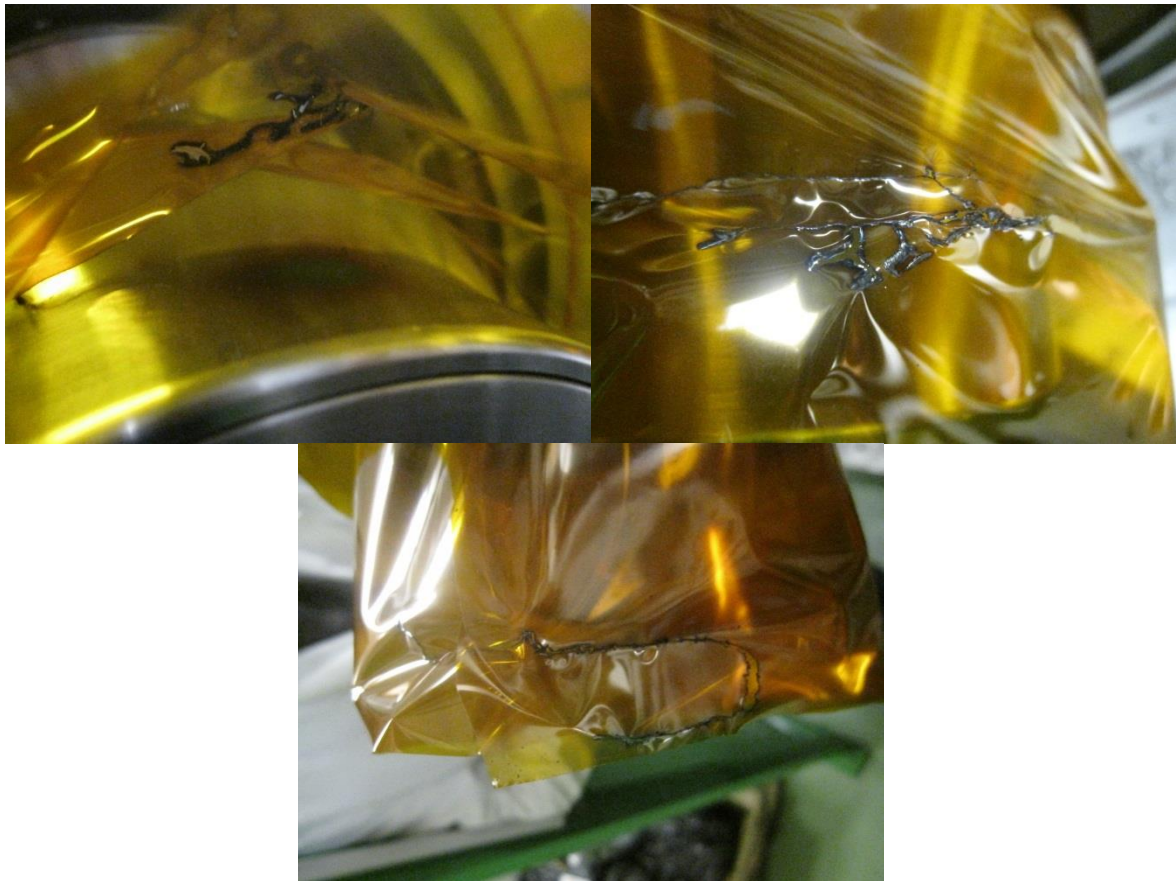


Figure IX.11 : Destruction des feuilles de Kapton dans le tube accélérateur de la source ALISES.

Ces feuilles ont donc été remplacées par des pièces mécaniques en verre d'une épaisseur de 3 à 5 mm et de rigidité de  $10 \text{ kV}\cdot\text{mm}^{-1}$ . Cette solution a permis d'extraire un faisceau de protons de 10 mA de la source ALISES à une tension limite d'extraction de 23 kV durant plusieurs

semaines. Toutes les mesures qui suivront ainsi que celles des chapitres suivants ont été effectuées dans ces conditions.

#### 4.B. Solution à long terme

La deuxième solution consiste à redessiner les différents éléments du tube accélérateur dans le but de supprimer les gradients de champ électrique. En effet, on peut constater sur la [Figure IX.12](#) que le champ électrique dans le tube accélérateur de la source ALISES est très inhomogène.

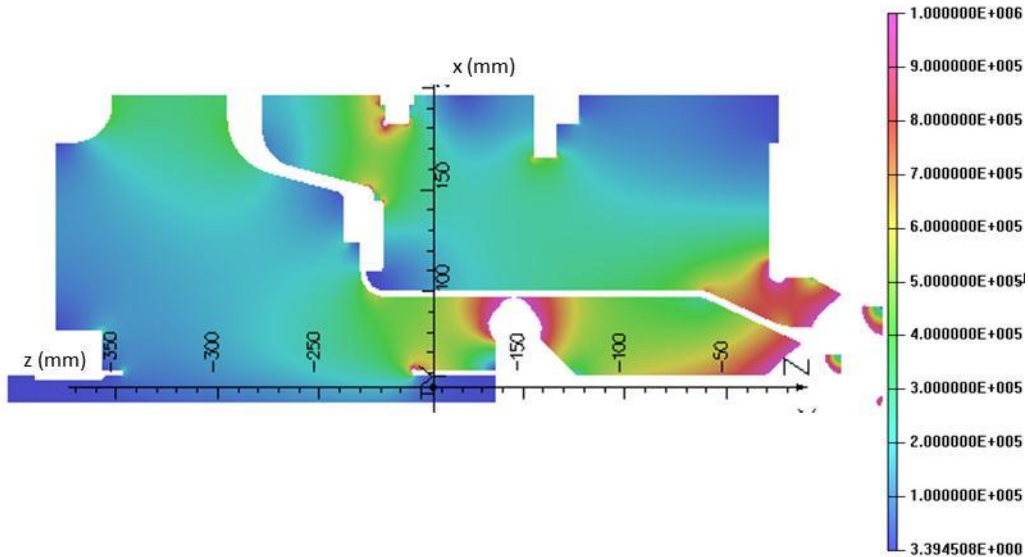


Figure IX.12 : Carte de champ électrique en  $V.m^{-1}$  dans le plan  $xOz$  dans le tube accélérateur de la source ALISES.

Pour limiter les gradients de champ, nous avons modifié la configuration des électrodes afin que les faces de celles-ci restent *le plus parallèle possible* (cf. [Figure IX.13](#)). Le support de l'électrode EI doit donc être redessiné et de nouvelles pièces de protection destinées à réorienter le champ électrique doivent être ajoutées. Une pièce de protection HT s'insère également afin de ne pas reconstruire entièrement la chambre plasma.

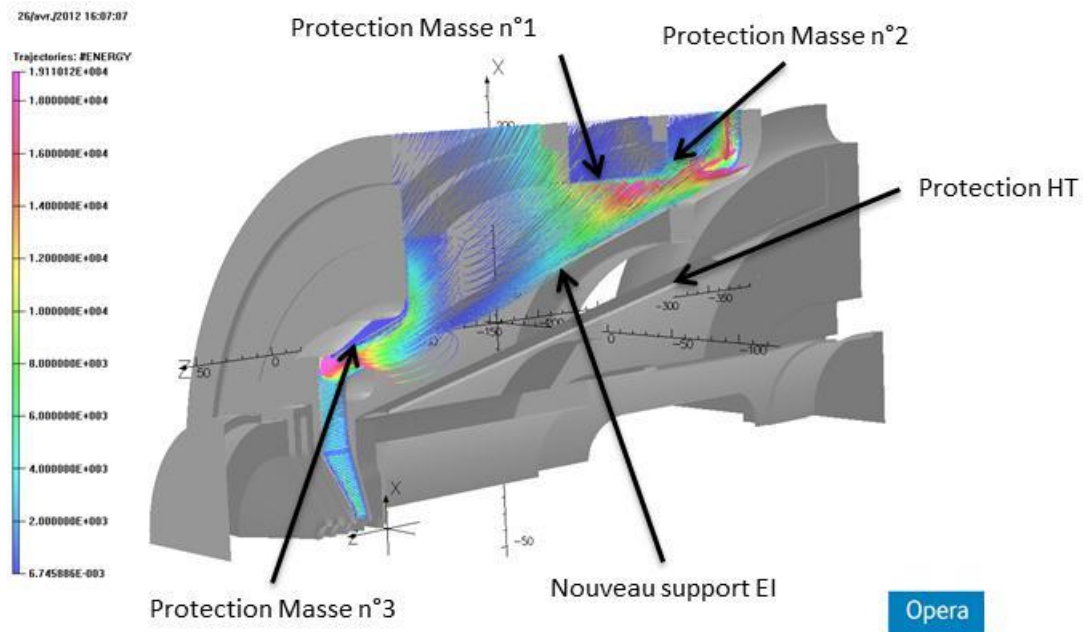


Figure IX.13 : Nouvelle configuration électrique sans décharges PENNING du tube accélérateur de la source ALISES.

Notons que cette configuration n'est pas idéale. En effet, la probabilité d'ionisation d'un électron dépend de la longueur de sa trajectoire. On observe sur la Figure IX.13 que les électrons longent les électrodes et possèdent une trajectoire bien plus longue que celles observées dans le cas de IFMIF et de SPIRAL2. Un tube accélérateur plus petit et sur un principe nouveau doit donc être développé pour les futures sources ECR d'ions légers du laboratoire.

## 5. Conclusion

La présence d'un champ magnétique important dans le tube accélérateur a mis en évidence un problème de décharges de type Penning, déjà rencontré, mais non étudié, sur les sources précédentes. Ces décharges peuvent désormais être calculées et supprimées lors de la conception mécanique de la source grâce au code de calcul Opera-3D. Des électrons sont positionnées partout dans le tube accélérateur et les zones de décharges Penning apparaissent alors sous la forme d'une trajectoire circulaire fermée des électrons. Une parfaite correspondance a été établie entre les observations sur trois sources différentes (IFMIF, SPIRAL2 et ALISES) et les résultats des calculs du code Opera-3D.

Une solution à court terme a pu être trouvée afin d'obtenir des résultats sur le faisceau extrait dans le cadre de cette thèse. Une solution à long terme a pu démarrer grâce à une nouvelle conception de l'intérieur du tube accélérateur. Cette nouvelle configuration constituera une autre validation de la méthode de simulation des décharges Penning à l'aide du code Opera-3D.

Enfin, ces résultats ont montrés la nécessité de revoir la conception générale du tube accélérateur des sources ECR d'ions légers du laboratoire par l'intermédiaire de tests

physiques de haute tension sur de nouveaux types de tube accélérateurs et de calculs numériques sur Opera-3D.





# X.

## Mesures sur le faisceau extrait de la source ALISES

La conception et le démarrage de la source ALISES réussis, il devient donc possible de réaliser les premières mesures sur le faisceau extrait. Ces mesures ont été réalisées sur le Banc de Tests et d'Etudes des Sources d'Ions (BETSI) du laboratoire. Dans ce chapitre, nous exposerons les différentes observations réalisées sur le plasma de la source ALISES. Nous verrons aussi l'impact de la réduction des dimensions de la chambre plasma sur le faisceau de protons.

### 1. Le banc test BETSI

Les tests de la nouvelle source ALISES ont été réalisés sur le Banc de Tests et d'Etudes des Sources d'Ions (BETSI) construit au sein du CEA Saclay en 2007. Ce banc test est composé de (cf. [Figure X.1](#)) :

- une source d'ions de laquelle est extrait le faisceau
- un solénoïde qui permet le transport du faisceau (1)
- une chambre diagnostic avec un bloc d'arrêt amovible (2)
- un groupe de pompage d'une capacité de  $1000 \text{ l.s}^{-1}$  (3)
- un dipôle qui permet de séparer les différentes espèces du faisceau (4)
- un bloc d'arrêt fixe (5)

Ce banc d'essai permet de réaliser des mesures sur les sources ECR sans contraintes liées au fonctionnement d'un accélérateur complet.

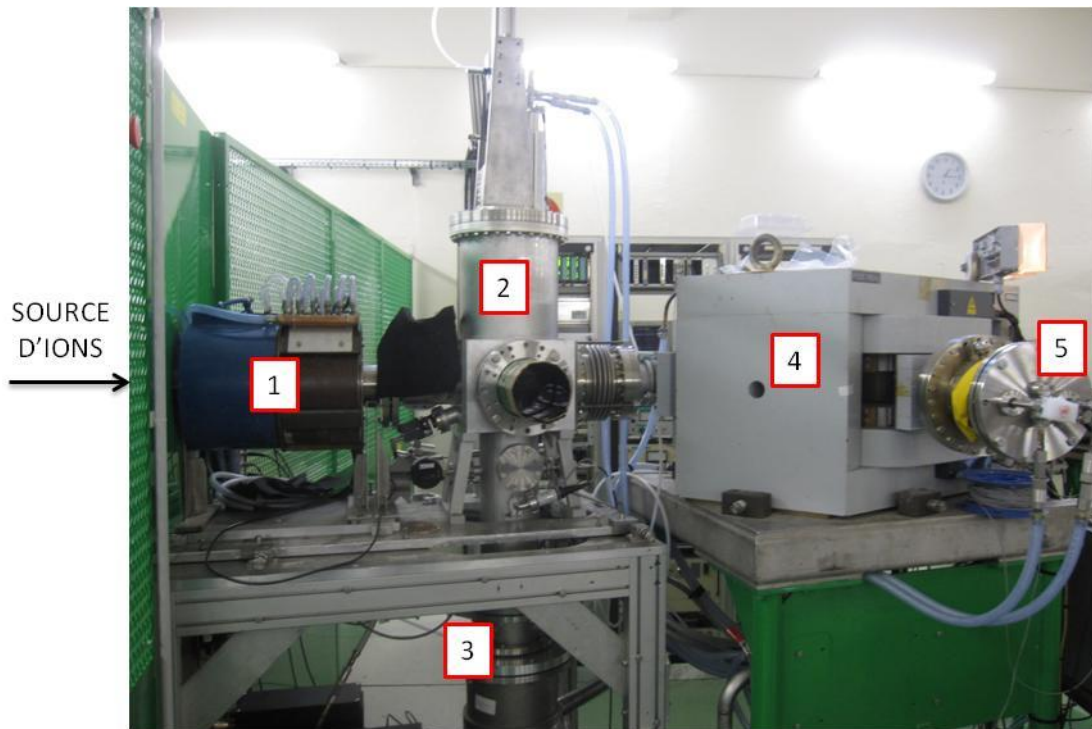


Figure X.1 : Banc d'Etudes et de Tests des Sources d'Ions (BETSI).

Derrière le dipôle se trouve une sortie fermée par une bride en verre. Celle-ci permet de visualiser le plasma à travers les électrodes d'extraction et à travers toute la ligne LBE.

## 2. Résultats obtenus sur ALISES sur le courant de $H^+$

L'étude du tube accélérateur de la source ALISES et des décharges Penning qui s'y trouvent a permis de pouvoir extraire un faisceau de 10 mA environ sous une tension de 23 kV maximum. Une partie significative du faisceau extrait à 23 kV (environ 50%) est perdu dans les électrodes d'extraction et dans la ligne LBE. Ces premiers résultats montrent la possibilité de créer un plasma et d'extraire un faisceau à partir du champ de fuite magnétique d'un solénoïde.

### 2.A. Interaction RF - plasma

Une première observation sur le plasma de la source ALISES a été réalisée en regardant à l'œil l'intensité lumineuse émise par le plasma à travers les trous des électrodes d'extraction. Nous avons ainsi observé (cf. [Figure X.2](#)) un premier allumage du plasma<sup>1</sup>, avec un pulse du magnétron de 500 ms toutes les 1 s, pour une puissance crête de 30W pour la source ALISES comparée à 150 W pour les autres sources ECR du laboratoire. Le maximum de l'intensité lumineuse visible est atteint pour une puissance du magnétron de 240 W

<sup>1</sup> Le point lumineux au centre est la lumière émise par le plasma. Des réflexions sur les parois des différentes chambres à vide donnent les cercles lumineux autour de ce point.

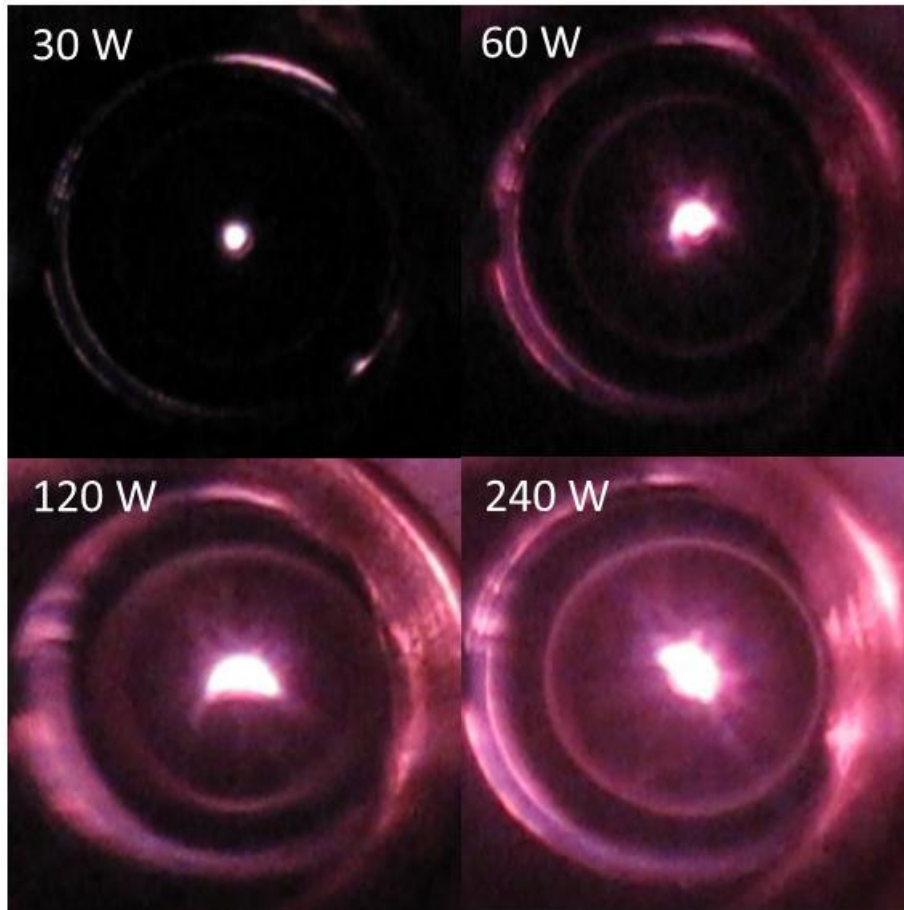


Figure X.2 : Photos du plasma pour différentes puissances du magnétron.

Nous expliquons cette meilleure efficacité de transfert d'énergie entre l'onde radiofréquence et le plasma par le fait que le champ magnétique  $B(r)$  est plus uniforme au niveau des ridges dans la source ALISES que dans la source SILHI. En effet, le magnétron produit une onde RF de fréquence  $2,450 \text{ GHz} \pm 5 \text{ MHz}$ . Selon l'Équation II.17, un écart de fréquence de 5 MHz correspond à une variation de champ magnétique de 0,15 mT. Sur la Figure X.3, on peut observer le champ magnétique  $B$  en fonction du rayon au niveau de la zone de résonance à  $z = -100 \text{ mm}$ . Dans ces conditions, l'interaction entre l'onde RF et le plasma se fait pour un champ magnétique compris entre 87,35 mT et 87,65 mT. Ce qui correspond à un cercle de rayon 7 mm pour la source SILHI et de 17 mm sur la source ALISES.

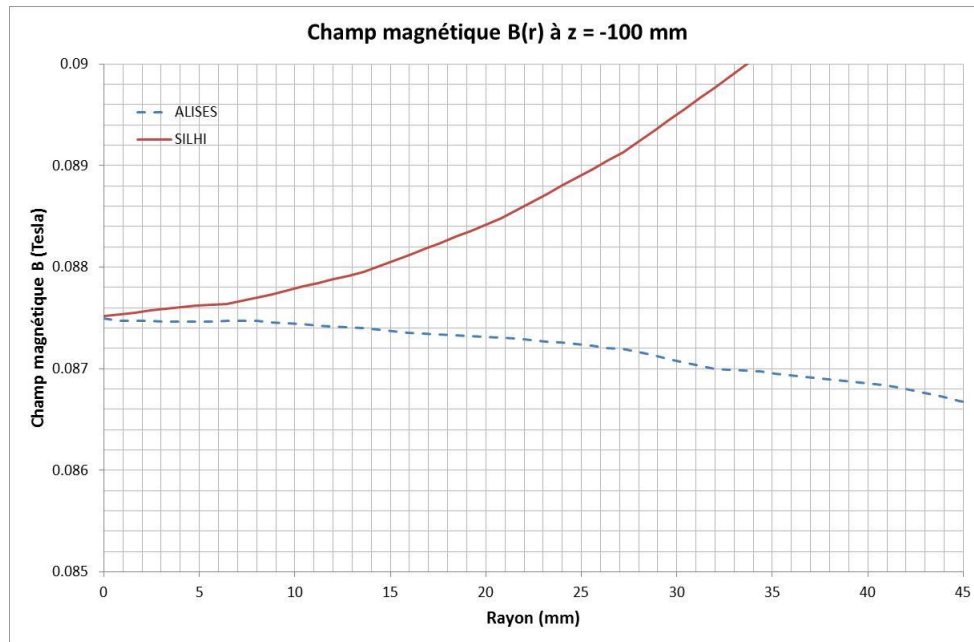


Figure X.3 : Champ magnétique B en fonction du rayon au niveau de la zone de résonance à z = -100 mm.

## 2.B. Réduction des dimensions de la chambre plasma

L'un des objectifs de la source ALISES est de démontrer la possibilité de créer un plasma dans une chambre plus petite. Les simulations réalisées grâce au code SolMaxP du chapitre VIII ont montré que le chauffage ECR des électrons est localisé au niveau des ridges, soit sur une distance de 20 mm selon l'axe longitudinal et dans un rayon de 30 mm dans le plan transverse.

La réduction des dimensions de la chambre plasma s'est effectuée en deux étapes. La première étape consiste à étudier le rôle de la longueur de la chambre plasma et la seconde étape consiste à étudier le rôle de son rayon.

### 2.B.a. Réduction de la longueur de la chambre plasma

La longueur de la chambre plasma est réglable entre 30 mm et 100 mm grâce à un système de piston. La pièce de droite sur la Figure X.4 contient les ridges et l'onde RF. Elle peut coulisser à l'intérieur de la pièce de gauche qui constitue la chambre plasma.



Figure X.4 : Chambre plasma (à gauche) et piston RF (à droite).

Pour chaque longueur de chambre plasma, nous avons optimisé le champ magnétique du solénoïde source ainsi que le débit de gaz afin d'extraire un maximum de courant de  $H^+$  après le dipôle de BETSI. Les tensions d'extractions des électrodes de 23 kV pour l'électrode HT, 0 kV pour l'électrode EI et -2 kV pour l'électrode REP sont restées constantes. La puissance du magnétron a été fixée à 400 W avec une impulsion de 200 ms toutes les 2 s. Le courant traversant le solénoïde LBE est de 115,64 A et permet de transporter de façon optimisée un courant de  $H^+$  de l'ordre de 11 mA jusqu'au dipôle (cf. Figure X.5).

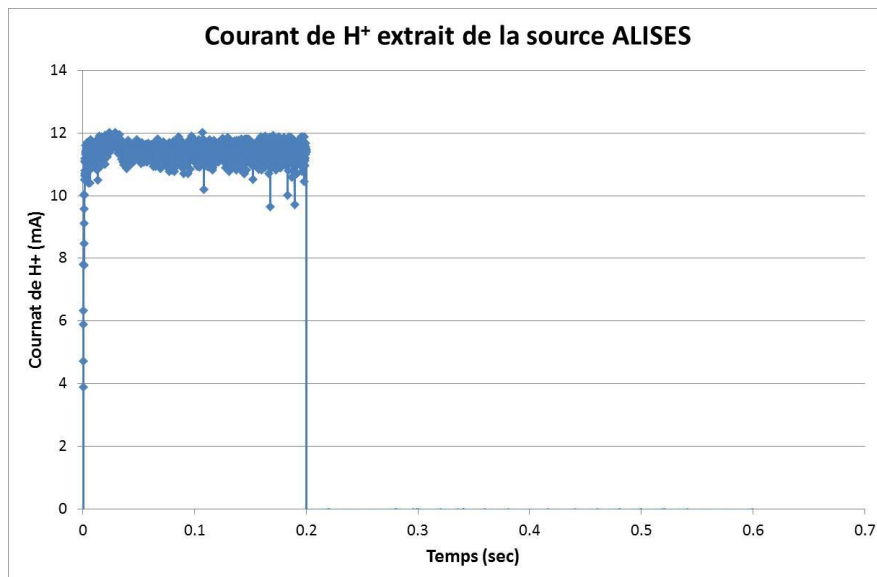


Figure X.5 : Courant de  $H^+$  extrait de la source ALISES avec une chambre plasma de dimension  $\varnothing 90 - L100$

Avec les conditions précédentes, on peut observer l'évolution du courant dans le solénoïde source (cf. Figure X.6) et du courant de  $H^+$  (cf. Figure X.7) en fonction de la longueur de la chambre plasma.

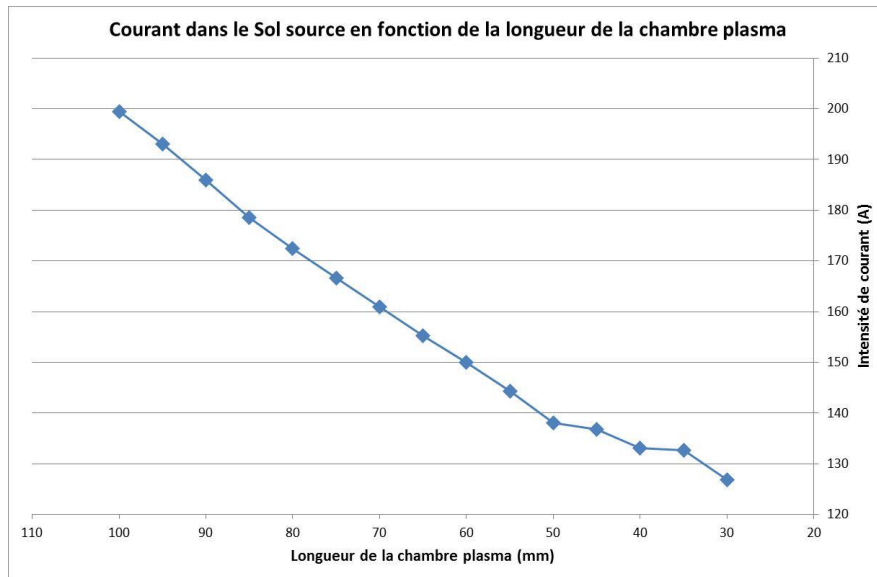


Figure X.6 : Evolution du courant dans le solénoïde source en fonction de la longueur de la chambre plasma.

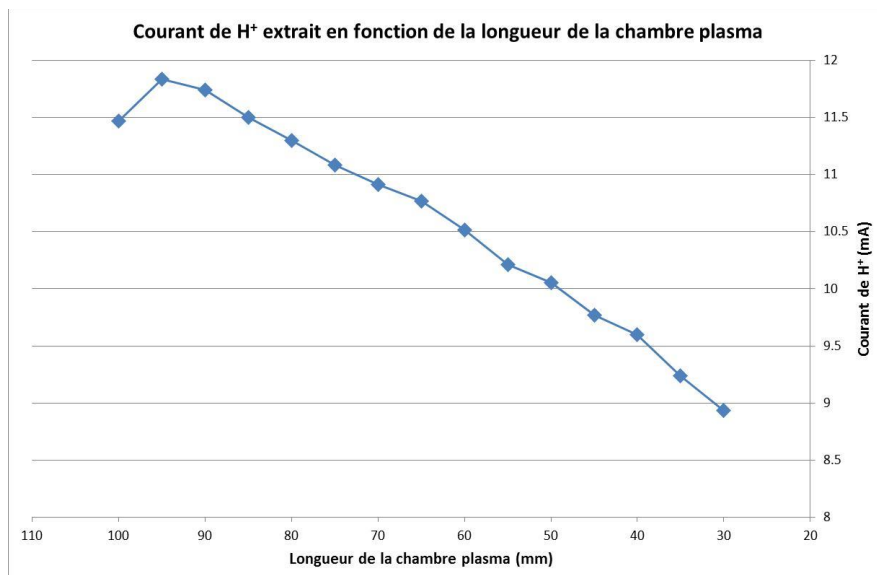


Figure X.7 : Evolution du courant de H<sup>+</sup> extrait de la source en fonction de la longueur de la chambre plasma.

On observe une baisse continue du courant maximum extrait de la source entre une longueur  $L = 30$  mm et  $L = 95$  mm suivi d'une légère baisse pour  $L = 100$  mm. Le maximum de courant de H<sup>+</sup> extrait est de 11,8 mA pour  $L = 95$  mm et le minimum de courant de H<sup>+</sup> extrait est de 8,9 mA pour  $L = 30$  mm, soit une perte de 25%.

Ces observations peuvent s'expliquer en considérant le raisonnement suivant. Les électrons sont chauffés par résonance ECR uniquement au niveau des ridges. Les simulations effectuées au chapitre VIII sont en accord avec cette hypothèse et prévoient une énergie des électrons de l'ordre de 5 keV au niveau des ridges. La section efficace d'ionisation du gaz H<sub>2</sub> n'est alors pas maximale (cf. Figure II.5). Les électrons doivent être thermalisés jusqu'à une énergie de 60 eV afin de maximiser la section efficace d'ionisation du H<sub>2</sub> et obtenir ainsi une densité



d'ions  $H^+$  plus importante. Cette thermalisation s'effectue par diffusion du plasma et par collisions inélastiques avec le gaz de  $H_2$  dans toute la longueur de la chambre plasma. (cf. Figure X.8)

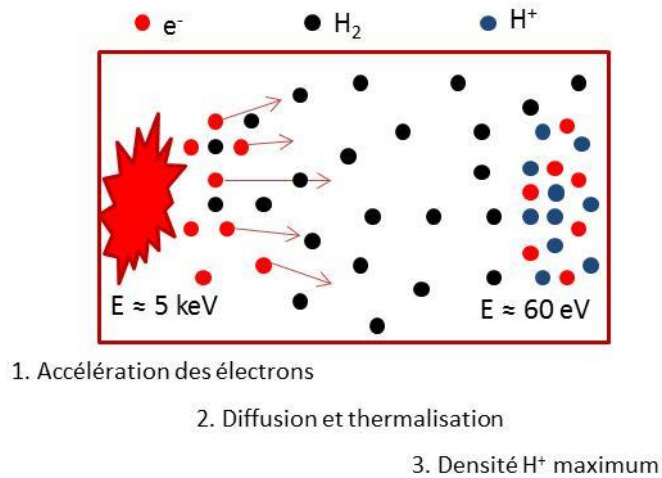


Figure X.8 : Mécanisme d'ionisation dans la chambre plasma.

Cette hypothèse de mécanisme d'ionisation dans la chambre plasma est cohérente avec l'évolution croissante du débit de gaz nécessaire pour optimiser le courant de  $H^+$  extrait (cf. Figure X.9). En effet, une pression plus importante dans la chambre plasma implique une thermalisation plus efficace par unité de longueur.

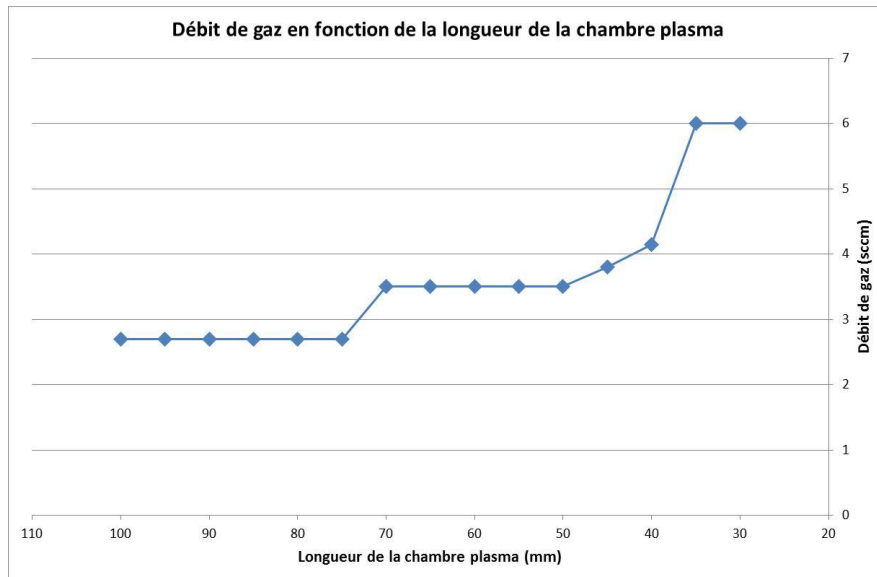


Figure X.9 : Evolution du débit de gaz en fonction de la longueur de la chambre plasma.

### 2.B.b. Réduction du diamètre de la chambre plasma

La réduction du diamètre de la chambre plasma s'effectue grâce à l'ajout d'un cylindre en aluminium de plus petit rayon à l'intérieur de la chambre plasma originel. Trois diamètres ont pu être testés :  $\varnothing 30 \text{ mm}$  (cf. Figure X.10),  $\varnothing 45 \text{ mm}$  et  $\varnothing 90 \text{ mm}$ .



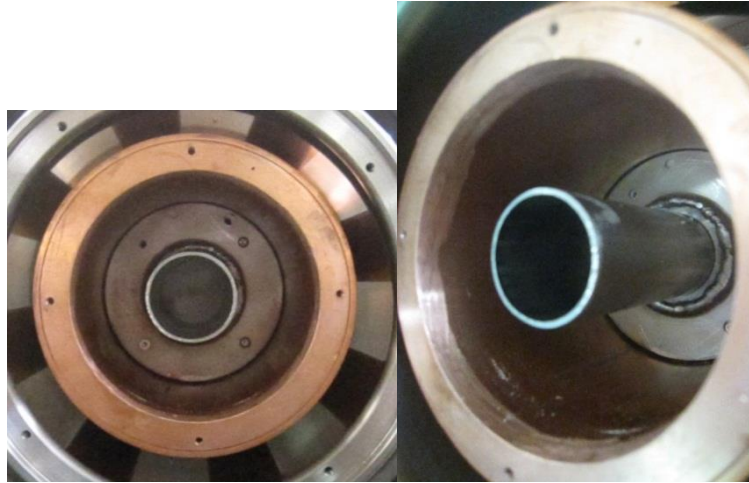


Figure X.10 : Réduction du diamètre de la chambre plasma par l'ajout d'un cylindre supplémentaire.

Pour chacun de ces diamètres il a été possible d'allumer un plasma et d'extraire un faisceau d'ions. Sur la [Figure X.11](#), on observe que l'intensité du courant de  $H^+$  extrait de la source ALISES est équivalente pour ces diamètres. L'intensité pour un  $\varnothing 30$  mm étant même légèrement supérieure à 14,7 mA au lieu de 12,2 mA pour un  $\varnothing 45$  mm.

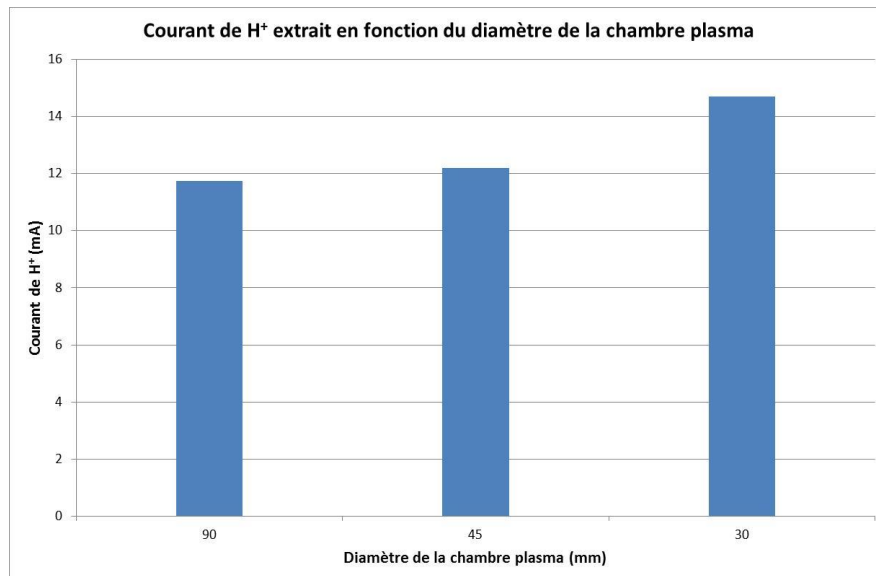


Figure X.11 : Evolution du courant de  $H^+$  extrait en fonction du diamètre de la chambre plasma.

Ce résultat reste cohérent avec le raisonnement réalisé précédemment. En effet, si l'on observe les simulations réalisées au chapitre [VIII](#), le chauffage par résonance ECR des électrons dans le plan transverse s'effectue dans un diamètre plus petit que  $\varnothing 30$  mm. On souhaite obtenir des électrons d'énergie 60 eV au niveau du trou d'extraction de l'électrode HT de  $\varnothing 6$  mm. La diffusion et la thermalisation radiale des électrons au-delà du diamètre  $\varnothing 30$  mm n'a alors aucun effet au regard des diamètres de chauffage ECR et d'extraction du faisceau.

L'augmentation du courant extrait peut s'expliquer par une augmentation d'émission d'électrons secondaires. En effet, les électrons situés à un diamètre  $\varnothing 30$  mm de la chambre plasma possèdent une énergie entre 0,4 keV et 1 keV selon les simulations effectuées au chapitre VIII alors que pour un diamètre  $\varnothing 90$  mm leur énergie n'est que de 50 eV. Sur la Figure X.12 [41], on observe que le taux d'émission secondaire d'électrons sur du cuivre est maximum à 0,4 keV et presque nul à 50 eV.

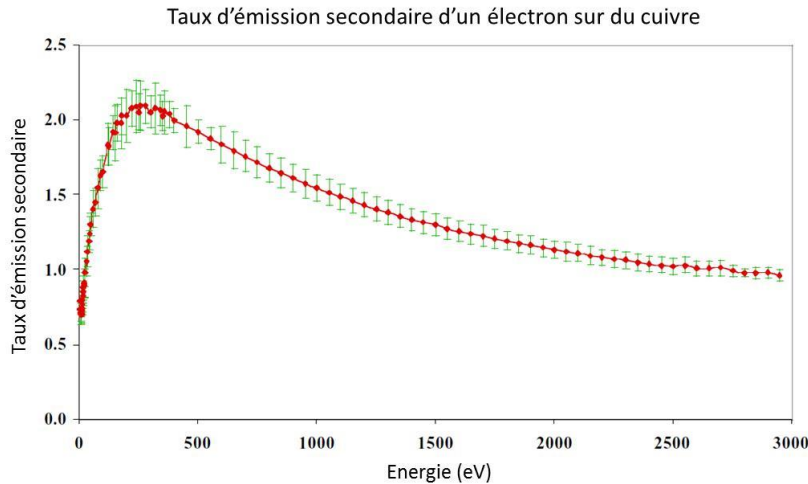


Figure X.12 : Taux d'émission secondaire d'électrons pour le cuivre.

### 3. Conclusion

La source ALISES a permis de démontrer la possibilité d'utiliser le champ de fuite d'un solénoïde afin de créer la zone de résonance ECR. Il a ainsi été possible d'extraire un faisceau de 10 mA à une tension de 23 kV. Ce champ de fuite présente l'avantage de créer une zone d'interaction entre l'onde radiofréquence et le plasma plus grande que dans les sources précédentes.

La réduction de la longueur de la chambre plasma a mis en évidence qu'il existe une longueur optimale pour extraire un maximum de courant de  $H^+$ . L'hypothèse formulée est qu'il existe une diffusion et une thermalisation des électrons sur toute la longueur de la chambre plasma afin d'optimiser la section efficace d'ionisation. La densité de  $H^+$  au niveau de l'électrode HT atteint alors un maximum. La longueur optimale trouvée par l'expérimentation sur ALISES est alors de 95 mm.

La réduction du diamètre de la chambre plasma a permis de démontrer la possibilité d'extraire un faisceau de  $H^+$  avec un diamètre de  $\varnothing 30$  mm seulement au lieu de  $\varnothing 90$  mm actuellement. On suppose aussi qu'un plus petit diamètre peut améliorer la densité électronique du plasma grâce à un meilleur taux d'émission secondaire d'électrons sur les parois de la chambre plasma.

La construction d'une nouvelle source ECR compacte, possédant une chambre plasma de dimensions réduites, permettra de concrétiser les résultats obtenus dans ce chapitre.





# XI.

## Mesures par réflectométrie du plasma ECR

Ce chapitre expose les mesures de réflectométrie plasma qui ont été réalisées sur la source ALISES afin de valider l'hypothèse de thermalisation des électrons dans la chambre plasma. L'objectif étant de connaître la ou les bandes de fréquences utiles au chauffage des électrons et de mesurer la position de la zone ECR dans la chambre plasma. Une technique de réflectométrie, basée sur la mesure de l'amplitude de réflexion et sur la mesure de la phase d'une onde sonde sur le plasma, a donc été mise en place sur le banc test BETSI. Nous présenterons dans un premier temps le dispositif expérimental utilisé pour effectuer les mesures. Nous discuterons ensuite des problèmes rencontrés pour interpréter les résultats obtenues, notamment sur l'impossibilité d'interpréter les mesures du coefficient de réflexion. Enfin nous exposerons les résultats obtenus sur la phase de l'onde sonde en fonction de la longueur de la chambre plasma. Une conclusion reprendra les observations effectuées et amènera le lecteur aux questions futures sur le plasma que cette thèse a amenées.

### 1. Dispositif expérimental

Un diagnostic de réflectométrie est une technique radar fonctionnant dans le domaine des micro-ondes avec des fréquences habituellement élevées de l'ordre de 1 à 200 GHz, basée sur l'émission, la propagation puis la réception d'une onde électromagnétique. L'objectif est de faire se propager une onde sonde de faible puissance dans le plasma. En mesurant les propriétés de l'onde réfléchie, il est possible de déterminer certaines caractéristiques du plasma (densité électronique, température électronique). Le principe utilisé dans le cadre de cette thèse est largement inspiré des travaux de Hacquin S. [42] et Gerbaud T. [43], qui ont utilisés la technique de réflectométrie afin de mesurer les paramètres du plasma d'un tokamak.

La Figure XI.1 permet de comprendre le dispositif expérimental qui a été utilisé dans le cadre de cette thèse. L'onde principale servant à l'établissement du plasma ECR, d'une puissance pouvant atteindre 1200 W, est créé par le magnétron. Elle est transportée par l'intermédiaire de guide d'onde en WR340<sup>1</sup> dans la première partie puis en WR284<sup>2</sup> dans la deuxième partie.

---

<sup>1</sup> Guide d'one rectangulaire de largeur interne 86,36 mm et de hauteur interne 43,18 mm.

<sup>2</sup> Guide d'one rectangulaire de largeur interne 72,136 mm et de hauteur interne 34,036 mm.

Elle traverse ainsi deux circulateurs servant à protéger le magnétron de l'onde réfléchie. Une charge refroidie par circulation d'eau est connectée au second circulateur. L'onde principale traverse ensuite un adaptateur d'impédance permettant de régler l'impédance de la ligne radiofréquence qui dépend du plasma. Un coupleur permet de ponctionner une partie de l'onde incidente et de l'onde réfléchie afin de l'analyser. Une transition entre les guides d'ondes en WR340 et les guides d'ondes en WR284 est positionnée après le coupleur. L'onde doit ensuite passer à travers une coupure haute tension, pouvant tenir 50 kV de différence de potentiel, qui permet de garder tous les éléments cités précédemment à la masse laboratoire tandis que la chambre plasma est à la haute tension.

A ce circuit est ajouté celui de l'onde sonde. Celle-ci, d'une puissance de 1 mW, est produite par le port n°1 d'un analyseur de réseau vectoriel (VNA : Vector Network Analyser) puis transférée dans un amplificateur qui permet d'obtenir une onde d'une puissance de 1 W. Cette onde traverse ensuite le circulateur n°3 servant à protéger l'amplificateur. Une charge refroidie à air permet de dissiper l'énergie stoppée. L'onde sonde entre ensuite dans le circulateur n°1 en direction du magnétron. Le magnétron va réfléchir l'onde sonde et éventuellement l'amplifiée. L'onde sonde et l'onde principale suivent alors le même circuit avant d'atteindre la chambre plasma. Le port n°2 du VNA est relié au coupleur afin de mesurer les caractéristiques de l'onde sonde transmise directement du port n°1 au port n°2 et l'onde sonde réfléchie par le plasma.

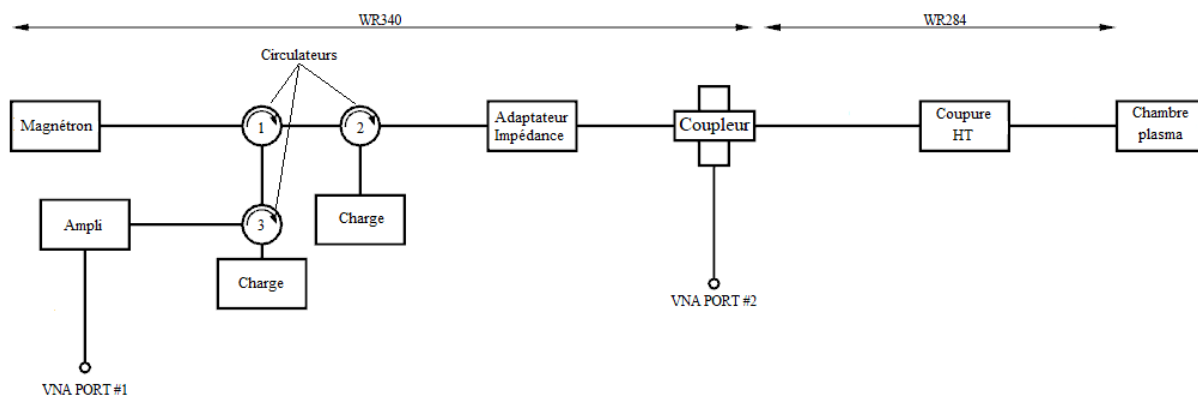


Figure XI.1 : Schéma de principe du dispositif expérimental de réflectométrie sur BETSI.

L'avantage de ce système réside dans sa simplicité de mise en place sur le circuit radiofréquence existant. L'inconvénient est que l'onde sonde doit avoir des fréquences proche de la fréquence de l'onde principale. L'onde sonde ne peut donc être que dans une bande de fréquences allant de 2,25 GHz à 2,75 GHz. Ces faibles fréquences de l'onde sonde ne permettent pas à l'onde de pénétrer dans le plasma. En effet, l'indice du plasma calculé au chapitre II indique que pour une densité d'électrons de l'ordre de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  correspond une fréquence de coupure électronique de l'ordre de 20 GHz<sup>1</sup>. L'onde sonde est alors soit

<sup>1</sup> Pour obtenir une mesure de la densité électronique du plasma, il serait alors nécessaire de réaliser un circuit radiofréquence séparé et ayant accès à la chambre plasma dans la source ECR. Cela nécessite donc la construction d'une source d'ions adaptée à cette mesure.

absorbée par le plasma si sa fréquence est proche de la fréquence de résonance, soit réfléchi par le plasma.

Dans cette bande de fréquence, il sera possible de réaliser deux types de mesures :

- Une mesure du coefficient de réflexion de l'onde sonde en fonction de sa fréquence. Le coefficient de réflexion théorique du plasma est alors défini comme le rapport des amplitudes de l'onde sonde réfléchi par le plasma et de l'onde sonde incidente  $R_t = \frac{r_s}{i_s}$ . La mesure des amplitudes étant réalisée au niveau du coupleur, une partie de l'onde réfléchi mesurée provient donc de la coupure haute tension, des ridges et des guides d'ondes. Une mesure de calibration où le plasma est absent et remplacé par une plaque métallique permettant une réflexion totale de l'onde est alors effectuée. Le coefficient de réflexion ainsi mesuré est alors le rapport entre le coefficient de réflexion en présence de plasma et le coefficient de réflexion de calibration  $R_{mes} = \frac{R_{plasma}}{R_{cal}}$ .
- Une mesure de la phase de l'onde sonde réfléchi permet de déterminer la position de la zone de résonance. Cette phase ne peut être mesurée que pour des fréquences différentes de la fréquence de résonance où l'onde est absorbée. Nous observerons en particulier l'évolution de cette phase en fonction des différents paramètres variables.

Afin de pouvoir réaliser des comparaisons entre les différentes mesures, certains paramètres de la source ont été volontairement gardés identiques. La puissance de l'onde principale est de 400 W. La durée du pulse du magnétron est de 200 ms toutes les 2 s. L'extraction du faisceau s'est réalisée à une tension de 23 kV. L'électrode EI étant reliée à la masse et l'électrode REP est à un potentiel de -2 kV. Les paramètres restant tels que le débit de gaz, le champ magnétique du solénoïde source, le transport du faisceau dans la LBE ainsi que l'adaptateur d'impédance ont été optimisés dans le but d'obtenir un maximum de protons.

## 2. Problèmes rencontrés pour l'interprétation des mesures

Lors de l'interprétation des mesures effectuées sur le coefficient de réflexion, nous avons rencontré deux problèmes :

(1) Des variations importantes de  $\pm 5$  dB du coefficient de réflexion sont observées (cf. Figure XI.2). Celles-ci sont particulièrement visibles entre 2,25 GHz-2,3 GHz et entre 2,7 GHz-2,75 GHz, zones où le coefficient de réflexion devrait être nul. Ces variations sont dues à la présence d'ondes stationnaires entre le coupleur et la chambre plasma. Des calculs utilisant les matrices de diffusion et de connectivité des différents éléments ont montré que les ondes stationnaires présentes entre la coupure haute tension et la chambre plasma ne sont pas éliminées par la calibration. Deux solutions pour résoudre ce problème existent :

- La première consiste à positionner le coupleur juste avant la chambre plasma. Si l'on suppose que les guides d'ondes sont parfaits, il n'existe alors théoriquement plus d'ondes stationnaires entre le coupleur et le plasma. Le problème de cette solution

réside dans le fait qu'une partie des équipements du circuit radiofréquence doivent être placés à la haute tension.

- La deuxième consiste à remplacer la coupure haute tension courte, modélisée par un piège quart d'onde, par une coupure haute tension longue mais large bande, donc avec un taux d'ondes stationnaires très bas.

(2) Le deuxième problème provient du fait que l'on s'attend à obtenir une seule absorption pour une fréquence proche de 2,45 GHz. Or il a été observé 4 absorptions différentes pour des fréquences de 2,31 GHz, 2,43 GHz, 2,55 GHz et 2,67 GHz (cf. Figure XI.2). L'écart régulier entre chaque fréquence d'absorption de 0,12 GHz laisse à penser qu'il s'agit encore une fois d'un problème lié à un taux d'ondes stationnaires. Cependant, ces fréquences d'absorption ne sont présentes qu'en présence de plasma. Lorsque la plaque métallique est présente pour obtenir une réflexion totale pendant la calibration, aucun de ces pics n'est présent. Traduisant le fait que cette mesure est caractéristique du plasma lui-même.

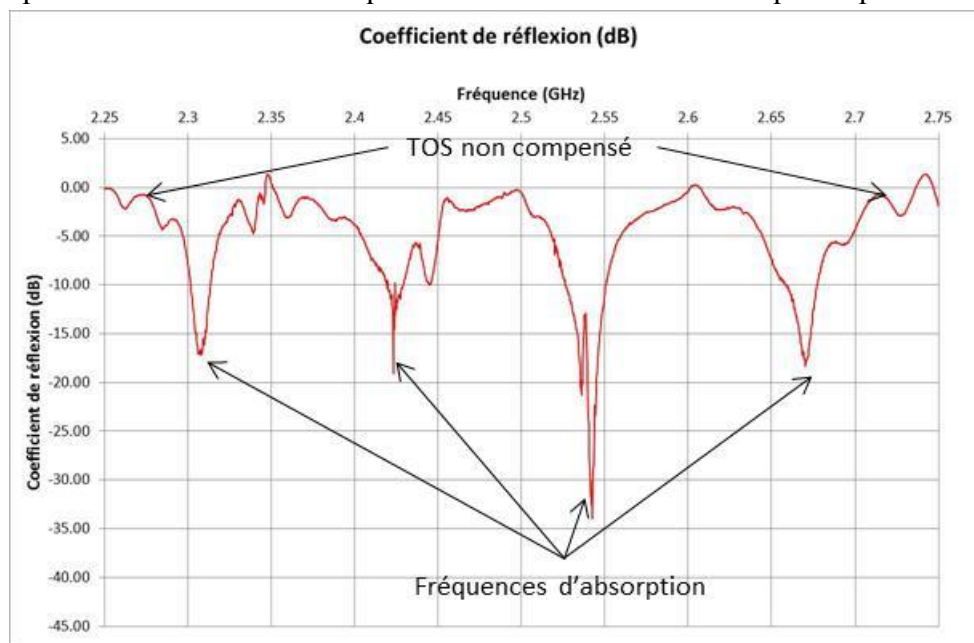


Figure XI.2 : Spectre du coefficient de réflexion pour une chambre plasma de longueur 100 mm et de diamètre 90 mm.

Aucune interprétation pouvant expliquer ce phénomène n'a été trouvée jusqu'à présent et peut donc faire l'objet d'une étude plus approfondie. Dans la mesure où il nous est, pour le moment, impossible d'interpréter les résultats provenant du coefficient de réflexion, nous avons choisi de nous concentrer sur les résultats provenant de la phase de l'onde. Les graphiques du coefficient de réflexion sont données en Annexes.

### 3. Effets de la longueur de la chambre plasma sur la phase

La réduction de la longueur de la chambre plasma entraîne une réduction de la longueur du circuit radiofréquence. A une fréquence de 2,725 GHz, la longueur d'onde de



l'onde sonde dans le vide est alors de  $\lambda_0 = \frac{c}{f} = 110 \text{ mm}$ . Une réduction de la longueur de la chambre plasma de 5 mm (soit pour la longueur du circuit de 10 mm) doit donc se traduire par un déphasage de l'ordre de :

$$\Delta\phi = \frac{360 * 2 * 5}{110} = 33 \text{ deg}$$

Ce chiffre n'est qu'un ordre de grandeur. En effet, la vitesse de phase de l'onde sonde dans le plasma dépend de l'indice du plasma et donc de la densité moyenne d'électrons.

Une mesure a été effectuée sur la source ALISES avec des longueurs de chambre plasma variant de 30 mm à 100 mm avec un pas de 5 mm (cf. Figure XI.3). On observe sur cette figure une variation de phase de 18 deg entre les longueurs 30 mm et 100 mm compatibles avec les incertitudes de notre mesure. Cette très faible variation de phase nous oriente vers deux possibilités parmi lesquelles nous retiendrons la seconde :

- La densité électronique du plasma est inférieure à  $10^{16} \text{ m}^{-3}$  et le pas de 5 mm correspond à un déphasage de 360 deg.
- *La densité électronique du plasma est supérieure à  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ . L'indice du plasma est alors négatif, l'onde sonde et l'onde principale sont donc réfléchies ou absorbées à l'entrée de la chambre plasma.*

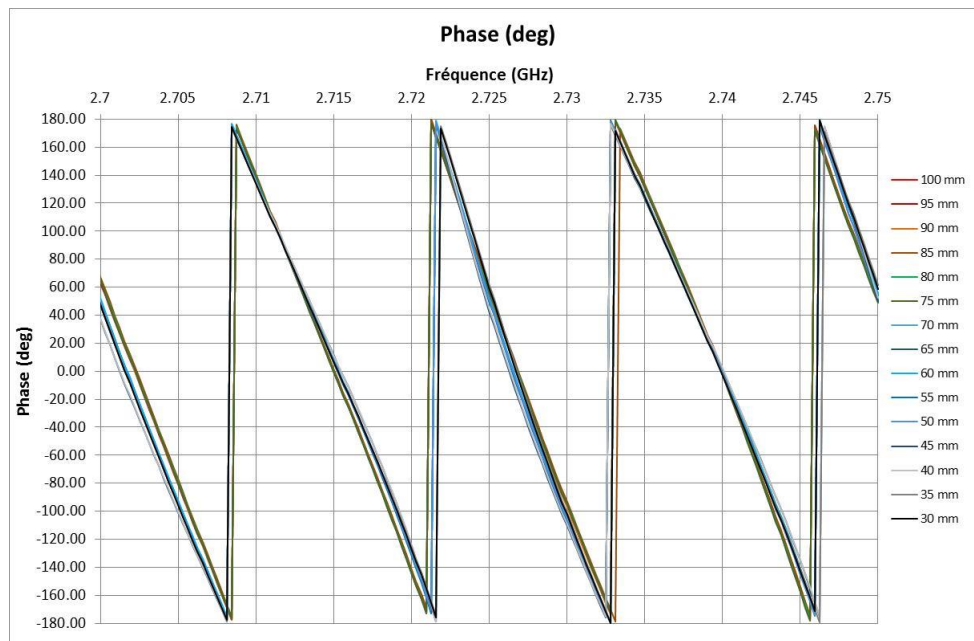


Figure XI.3 : Mesures de la phase de l'onde sonde en fonction de la longueur de la chambre plasma.

Cette mesure confirme alors que la densité électronique du plasma d'une source ECR non confinée (supérieure à  $10^{16} \text{ m}^{-3}$ ) est, à un ou deux ordres de grandeur près, identique à la densité électronique d'un plasma d'une source ECR confinée (de l'ordre de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ ).

*La deuxième conséquence est le fait que l'onde principale ne pénètre pas dans la chambre plasma ; renforçant ainsi l'hypothèse de thermalisation des électrons introduite au chapitre X.*

En effet, dans la mesure où l'onde principale ne pénètre pas dans le plasma, celui-ci est chauffé uniquement près des ridges, à l'entrée de la chambre plasma.



# Conclusion

Après les rappels de base concernant les sources ECR ainsi que les différentes définitions d'optique ionique, notamment le grossissement d'émittance du faisceau dans un solénoïde, nous avons décrit le fonctionnement de la source historique du laboratoire : SILHI. Nous avons ainsi détaillé la notion de plasma et comment il est possible de créer un plasma par résonance ECR pour finir par une description technique du fonctionnement de la source SILHI en exposant les possibilités de cette source mais aussi ces limites.

Connaissant les limites de la source SILHI et les points à améliorer, nous avons pu exposer les objectifs de la source ALISES. Celle-ci devait permettre de démontrer la possibilité de créer une source à partir du champ de fuite d'un solénoïde, de réduire le nombre d'éléments à la haute tension, de réduire la longueur de la LBE afin de limiter le grossissement d'émittance dans la LBE et d'explorer le comportement du plasma par l'intermédiaire d'une chambre plasma à dimensions variables et de diagnostics de réflectométrie radiofréquence. Les différentes étapes de construction, magnétique, électrique et mécanique, de la source ALISES ont ensuite été abordées en détail.

A partir des caractéristiques de construction de la source ALISES, il a été possible de préciser les gains attendus en utilisant des codes de calculs numériques. Un code de transport du faisceau a permis de déterminer le grossissement d'émittance pour les LBE actuelles et de la comparer avec le grossissement d'émittance attendu sur des LBE raccourcies. Nous avons ainsi montré qu'il est possible de réduire l'augmentation d'émittance au niveau du RFQ de 40 % en utilisant uniquement la réduction de la longueur de la LBE. De plus il a été montré que les dimensions des deux solénoïdes LBE peuvent être réduites de 50 % en masse en obtenant une émittance identique à l'entrée du RFQ.

Le troisième point de cette thèse concerne les dimensions de la chambre plasma. Nous avons réalisé des simulations préliminaires de chauffage des électrons par l'intermédiaire d'un code PIC. Celles-ci ont montrées une corrélation entre l'énergie moyenne des électrons simulées numériquement et l'intensité du faisceau de protons mesuré sur la source SILHI. De plus, nous avons montré que l'onde radiofréquence permet de chauffer les électrons jusqu'à une énergie de 5 keV dans une zone ECR étroite de 20 mm de profondeur pour 30 mm de diamètre (à comparer avec les 100 mm x Ø90 mm de la chambre plasma).

L'étude théorique des performances de la source ALISES donnant ses premiers résultats, nous avons voulu les comparer avec une étude expérimentale. Le démarrage de la source ALISES a mis en évidence un problème de fonctionnement lié à la présence du champ de fuite magnétique du solénoïde source dans le tube accélérateur. La combinaison des champs électriques magnétiques créant alors des décharges Penning empêchant l'extraction des ions de la source. Des simulations ont permis de démontrer et de localiser précisément la présence de ces décharges dans le tube accélérateur. Nous avons ainsi montré que ces décharges interviennent sous trois conditions : (1) les champs magnétique et électriques ne doivent pas être parallèles. (2) il doit exister un gradient de champ électrique. (3) les forces magnétiques et électriques doivent être du même ordre de grandeur. Une solution provisoire a

## Conclusion

été mise en place en utilisant une isolation électrique avec des tubes en verre. Cette solution a permis d'extraire un faisceau d'ions de 13 mA à une tension de 23 kV sur le banc de test BETSI. Enfin, une solution à long terme, utilisant le code de calcul afin de supprimer les gradients de champ électrique aux endroits critiques, a été mise sur plan. La possibilité de prévoir et d'éliminer les décharges Penning dans les tubes accélérateurs des futures sources d'ions est une conséquence importante du développement de la source ALISES.

Après avoir pu extraire un faisceau d'ions de la source ALISES, il a été possible de réaliser les mesures de faisceau extrait en fonction des dimensions de la chambre plasma. Il a été montré qu'il est possible d'allumer un plasma très stable et à faible puissance du magnétron (le plasma devient visible à une puissance de 30 W). Cette faible puissance serait due à la plus grande surface d'interaction entre l'onde radiofréquence et la zone ECR.

Nous avons montré expérimentalement que la réduction de la longueur de la chambre plasma entraîne une diminution du faisceau de protons extrait de la source ALISES. Ce résultat allant, de premier abord, à l'encontre des simulations effectuées sur le plasma concluant sur un chauffage plus efficace près des ridges. Une hypothèse, constituant le deuxième point important de cette thèse, pouvant expliquer ces deux résultats a donc été mise en avant. Nous supposons que les électrons sont chauffés dans la zone ECR, près des ridges jusqu'à une énergie de 5 keV. Ils sont ensuite thermalisés sur toute la longueur de la chambre plasma afin d'atteindre une énergie optimale pour l'ionisation du gaz de dihydrogène.

Les mesures effectuées sur l'intensité du faisceau de protons extrait en fonction du diamètre de la chambre vont dans le même sens que cette hypothèse. La thermalisation des électrons ne se produisant que sur l'axe longitudinal, la réduction du diamètre de la chambre plasma jusqu'à un diamètre de 30 mm n'a eu aucun impact sur le faisceau de protons.

Enfin les mesures de réflectométries radiofréquences sur le plasma ont montrées que l'onde provenant du magnétron est réfléchié ou absorbée par le plasma. L'onde ne pénétrant pas dans la chambre plasma, nous supposons qu'il est alors possible d'utiliser toutes les formes géométriques possibles pour réaliser la chambre plasma.

Nous concluons ce manuscrit en précisant que ce travail de thèse doit être considéré comme une étape initiale conduisant vers l'amélioration des sources ECR d'ions légers. Les résultats de la source ALISES ont ainsi ouvert la voie vers plusieurs axes d'études :

- Une étude complète sur l'optimisation d'une LBE avec comme paramètre libre supplémentaire la distance entre la source et le solénoïde LBE1. Cette étude aurait pour objectif de déterminer les dimensions idéales des solénoïdes ainsi qu'une étude d'erreur sur la dynamique faisceau.
- L'étude et la construction d'un nouveau tube accélérateur associé à une source d'ions compacte permettrait de concrétiser les travaux de cette thèse et de réaliser des mesures faisceau à une tension d'extraction plus élevée.
- Une étude expérimentale sur le plasma ECR en réalisant une cartographie de la densité électronique par interaction laser-plasma et de la température électronique par spectroscopie. A cette étude expérimentale, il serait aussi intéressant de réaliser une étude théorique par l'amélioration des simulations numériques déjà obtenues afin de

comprendre l'origine des différentes fréquences d'absorptions observées par réflectométrie radiofréquence.

## *Conclusion*

# Annexes

## 1. Formules de la feuille de calcul d'un solénoïde

Toutes les unités de cette annexe sont en SI. Les paramètres représentés en bleu sont des valeurs définies par les contraintes du solénoïde. Les paramètres représentés en rouge sont calculés avec les formules ci-contre :

### 1.A. Bobine

#### 1.A.a. Nombre d'Ampère-tours par bobine

$$N_{b\_Amp-tr/bobine} = \frac{N_{b\_Amp-tr}}{N_{b\_bobines}}$$

$N_{b\_Amp-tr/bobine}$  : nombre d'Ampère-tours par bobines (= 38000 Amp.tr)

$N_{b\_Amp-tr}$  : nombre d'Ampère-tours

$N_{b\_bobines}$  : nombre de bobines (= 1)

#### 1.A.b. Nombre de couches

$$N_{b\_couches} = \left\lceil \left\lfloor \frac{E_{bobine\_voulue} - \Delta_{section}}{Pas_{couches}} \right\rfloor \right\rceil$$

$N_{b\_couches}$  : nombre de couches de la bobine

$E_{bobine\_voulue}$  : épaisseur totale de la bobine souhaitée (= 85 mm)

$\Delta_{section}$  : augmentation externe de la section de la bobine à cause de l'isolement électrique

$Pas_{couches}$  : pas entre deux couches de la bobine

#### 1.A.c. Nombre de spires par couche

$$N_{b\_spires/couches} = \left\lceil \left\lfloor \frac{H_{bobine\_voulue} - \Delta_{section}}{Pas_{spires}} \right\rfloor \right\rceil$$

$N_{b\_spires/couches}$  : nombre de spires par couches de la bobine

$H_{bobine\_voulue}$  : hauteur totale de la bobine souhaitée (= 195 mm)

$\Delta_{section}$  : augmentation externe de la section de la bobine à cause de l'isolement électrique

$Pas_{spires}$  : pas entre deux spires de la bobine

#### 1.A.d. Nombre de spires total

$$N_{b\_spires} = N_{b\_couches} * N_{b\_spires/couches}$$

$N_{b\_spires}$  : nombre total de spires de la bobine

$N_{b\_couches}$  : nombre de couches de la bobine

$N_{b\_spires/couches}$  : nombre de spires par couches de la bobine



**1.A.e. Pas entre deux couches**

$$Pas_{couches} = (1 + C_{longitudinal}) * (L_{conducteur} + E_{totale\_entre\_conducteurs})$$

$Pas_{couches}$  : pas entre deux couches de la bobine  
 $C_{longitudinal}$  : coefficient de foisonnement longitudinal de la bobine (= 1 %)  
 $L_{conducteur}$  : longueur du conducteur (= 9 mm)  
 $E_{totale\_entre\_conducteurs}$  : épaisseur totale d'isolant entre deux conducteurs

**1.A.f. Pas entre deux spires**

$$Pas_{spires} = (1 + C_{transverse}) * (E_{conducteur} + E_{totale\_entre\_conducteurs})$$

$Pas_{spires}$  : pas entre deux spires de la bobine  
 $C_{transverse}$  : coefficient de foisonnement transverse de la bobine (= 3 %)  
 $E_{conducteur}$  : épaisseur du conducteur (= 9 mm)  
 $E_{totale\_entre\_conducteurs}$  : épaisseur totale d'isolant entre deux conducteurs

**1.A.g. Epaisseur réelle isolant compris**

$$E_{bobine\_reelle} = N_{b\_couches} * Pas_{couches} + \Delta_{section}$$

$E_{bobine\_reelle}$  : épaisseur totale de la bobine réelle  
 $N_{b\_couches}$  : nombre de couches de la bobine  
 $Pas_{couches}$  : pas entre deux couches de la bobine  
 $\Delta_{section}$  : augmentation externe de la section de la bobine à cause de l'isolement électrique

**1.A.h. Hauteur réelle isolant compris**

$$H_{bobine\_reelle} = N_{b\_spires/couches} * Pas_{spires} + \Delta_{section}$$

$H_{bobine\_reelle}$  : hauteur totale de la bobine réelle  
 $N_{b\_spires/couches}$  : nombre de spires par couches de la bobine  
 $Pas_{spires}$  : pas entre deux spires de la bobine  
 $\Delta_{section}$  : augmentation externe de la section de la bobine à cause de l'isolement électrique

**1.A.i. Longueur moyenne par spire**

$$L_{moy/spire} = \pi(D_{interne\_bobine} + H_{bobine\_reelle})$$

$L_{moy/spire}$  : longueur moyenne de chaque spire  
 $D_{interne\_bobine}$  : diamètre interne de la bobine (= 250 mm)  
 $H_{bobine\_reelle}$  : hauteur totale de la bobine réelle

**1.A.j. Masse du conducteur creux**

$$m_{bobine} = N_{b\_bobines} * \rho_{cuivre} * L_{total\_bobine} * S_{conducteur}$$

$m_{bobine}$  : masse totale de la bobine  
 $N_{b\_bobines}$  : nombre de bobines (= 1)  
 $L_{total\_bobine}$  : longueur totale du conducteur de la bobine  
 $S_{conducteur}$  : section du conducteur de la bobine

## 1.B. Conducteur

### 1.B.a. Section utile

$$S_{conducteur} = L_{conducteur} * E_{conducteur} - \pi \frac{\phi_{trou}^2}{4} - (4 - \pi r_{conge}^2)$$

$S_{conducteur}$  : section du conducteur de la bobine

$L_{conducteur}$  : longueur du conducteur (= 9 mm)

$E_{conducteur}$  : épaisseur du conducteur (= 9 mm)

$\phi_{trou}$  : diamètre du trou dans le conducteur (= 4,5 mm)

$r_{conge}$  : rayon des congés du conducteur (= 1 mm)

### 1.B.b. Résistivité du conducteur à la température maximum du fluide

$$\rho_{conducteur} = \rho_{20^{\circ}C} (1 + \alpha_T * (T_{max} - 20))$$

$\rho_{conducteur}$  : résistivité du conducteur à la température maximum

$T_{max}$  : température maximum du fluide

### 1.B.c. Longueur totale estimée par bobine

$$L_{total\_bobine} = N_{b\_spires} * L_{moy/spire}$$

$L_{total\_bobine}$  : longueur totale du conducteur de la bobine

$N_{b\_spires}$  : nombre total de spires de la bobine

$L_{moy/spire}$  : longueur moyenne de chaque spire

## 1.C. Caractéristiques électriques

### 1.C.a. Courant

$$I = \frac{N_{b\_Amp-tr/bobine}}{N_{b\_spires}}$$

$I$  : courant total des alimentations

$N_{b\_Amp-tr/bobine}$  : nombre d'Ampères-tours par bobine

$N_{b\_spires}$  : nombre total de spires

### 1.C.b. Tension totale

$$V = I * R$$

$V$  : tension totale des alimentations

$I$  : courant total des alimentations

$R$  : résistance totale des alimentations

### 1.C.c. Résistance totale

$$R = \frac{\rho_{conducteur} * L_{total\_bobine} * N_{b\_bobines}}{S_{conducteur}}$$

$R$  : résistance totale des alimentations

$N_{b\_bobines}$  : nombre de bobines (= 1)

$\rho_{conducteur}$  : densité du conducteur de la bobine

$L_{total\_bobine}$  : longueur totale du conducteur de la bobine

$S_{conducteur}$  : section du conducteur de la bobine

### 1.C.d. Puissance totale

$$P = I * V$$

$P$  : puissance totale des alimentations

$I$  : courant total des alimentations

$V$  : tension totale des alimentations

### 1.C.e. Densité de courant

$$j = \frac{I}{S_{conducteur}}$$

$j$  : densité de courant dans le conducteur

$I$  : courant total des alimentations

$S_{conducteur}$  : section du conducteur de la bobine

### 1.C.f. Self ou Inductance

$$L = \frac{10^{-7} * N_{b\_spires}^2 * L_{moy/spire}^2}{H_{bobine\_reelle}}$$

$L$  : inductance de la bobine

$N_{b\_spires}$  : nombre total de spires

$L_{moy/spire}$  : longueur moyenne de chaque spire

$H_{bobine\_reelle}$  : hauteur totale de la bobine réelle

## 1.D. Refroidissement

### 1.D.a. Nombre de circuits par bobine

$$N_{b\_circuit/bobine} = \frac{N_{b\_couches}}{2}$$

$N_{b\_circuit/bobine}$  : nombre de circuits de refroidissement par bobine

$N_{b\_couches}$  : nombre de couches de la bobine

### 1.D.b. Nombre de spires par circuit

$$N_{b\_spires/circuit} = \frac{N_{b\_spires}}{N_{b\_circuit/bobine}}$$

$N_{b\_spires/circuit}$  : nombre de spires par circuit de refroidissement

$N_{b\_circuit/bobine}$  : nombre de circuits de refroidissement par bobine

$N_{b\_couches}$  : nombre de couches de la bobine

**1.D.c. Longueur d'un circuit**

$$L_{\text{circuit}} = \frac{L_{\text{total\_bobine}}}{N_{\text{b\_circuit/bobine}}}$$

$L_{\text{circuit}}$  : longueur d'un circuit de refroidissement

$L_{\text{total\_bobine}}$  : longueur totale du conducteur de la bobine

$N_{\text{b\_circuit/bobine}}$  : nombre de circuits de refroidissement par bobine

**1.D.d. Elévation de température**

$$\Delta T = \frac{(1 + \alpha_T)(T_{\text{entrée}} - 20)}{C_{\text{cal}} * \frac{Q_{\text{total}}}{I * j * L_{\text{total\_bobine}} * N_{\text{b\_bobines}} * \rho_{20^\circ\text{C}}} - \alpha_T}$$

$\Delta T$  : élévation de température du fluide de refroidissement

$T_{\text{entrée}}$  : température d'entrée du fluide de refroidissement (= 20°C)

$Q_{\text{total}}$  : débit total d'eau dans les circuits de refroidissement

$I$  : courant total des alimentations

$j$  : densité de courant dans le conducteur

$L_{\text{total\_bobine}}$  : longueur totale du conducteur de la bobine

$N_{\text{b\_bobines}}$  : nombre de bobines (= 1)

**1.D.e. Viscosité cinématique à la température moyenne**

$$v_{\text{moy}} = \frac{1,78}{1 + 0,0337 * T_{\text{moy}} + 0,000221 * T_{\text{moy}}^2}$$

$v_{\text{moy}}$  : viscosité cinématique à la température moyenne du fluide de refroidissement

$T_{\text{moy}}$  : température moyenne du fluide de refroidissement

**1.D.f. Débit d'un circuit**

$$Q_{\text{circuit}} = \frac{P}{N_{\text{b\_bobines}} * N_{\text{b\_circuit/bobine}} * \Delta T * C_{\text{cal}}}$$

$Q_{\text{circuit}}$  : débit d'un circuit de refroidissement

$P$  : puissance totale des alimentations

$N_{\text{b\_bobines}}$  : nombre de bobines (= 1)

$N_{\text{b\_circuit/bobine}}$  : nombre de circuits de refroidissement par bobine

$\Delta T$  : élévation de température du fluide de refroidissement

**1.D.g. Débit total**

$$Q_{\text{total}} = \left( \frac{\Delta P * \phi_{\text{trou}}^{19/4}}{7,8 * L_{\text{circuit}}} \right)^{4/7} * N_{\text{b\_circuit/bobine}}$$

$Q_{\text{total}}$  : débit total des circuits de refroidissement

$\Delta P$  : pertes de charge dans la bobine

$\phi_{\text{trou}}$  : diamètre du trou dans le conducteur (= 4,5 mm)

$N_{\text{b\_circuit/bobine}}$  : nombre de circuits de refroidissement par bobine

$L_{circuit}$  : longueur d'un circuit de refroidissement

**1.D.h. Vitesse d'écoulement**

$$v_{fluide} = \frac{Q_{total}}{\pi * \phi_{trou}^2}$$

$v_{fluide}$  : vitesse d'écoulement du fluide de refroidissement

$Q_{total}$  : débit total des circuits de refroidissement

$\phi_{trou}$  : diamètre du trou dans le conducteur (= 4,5 mm)

**1.D.i. Nombre de Reynolds**

$$R_e = \frac{v_{fluide} * \phi_{trou}}{\nu_{moy}}$$

$R_e$  : nombre de Reynolds

$v_{fluide}$  : vitesse d'écoulement du fluide de refroidissement

$\nu_{moy}$  : viscosité cinématique à la température moyenne du fluide de refroidissement

$\phi_{trou}$  : diamètre du trou dans le conducteur (= 4,5 mm)

**1.D.j. Rugosité maximum**

$$\epsilon = 19,25 * \phi_{trou} * R_e^{-7/8}$$

$\epsilon$  : rugosité maximum du cuivre

$\phi_{trou}$  : diamètre du trou dans le conducteur (= 4,5 mm)

$R_e$  : nombre de Reynolds

## 2. Mesures du coefficient de réflexion

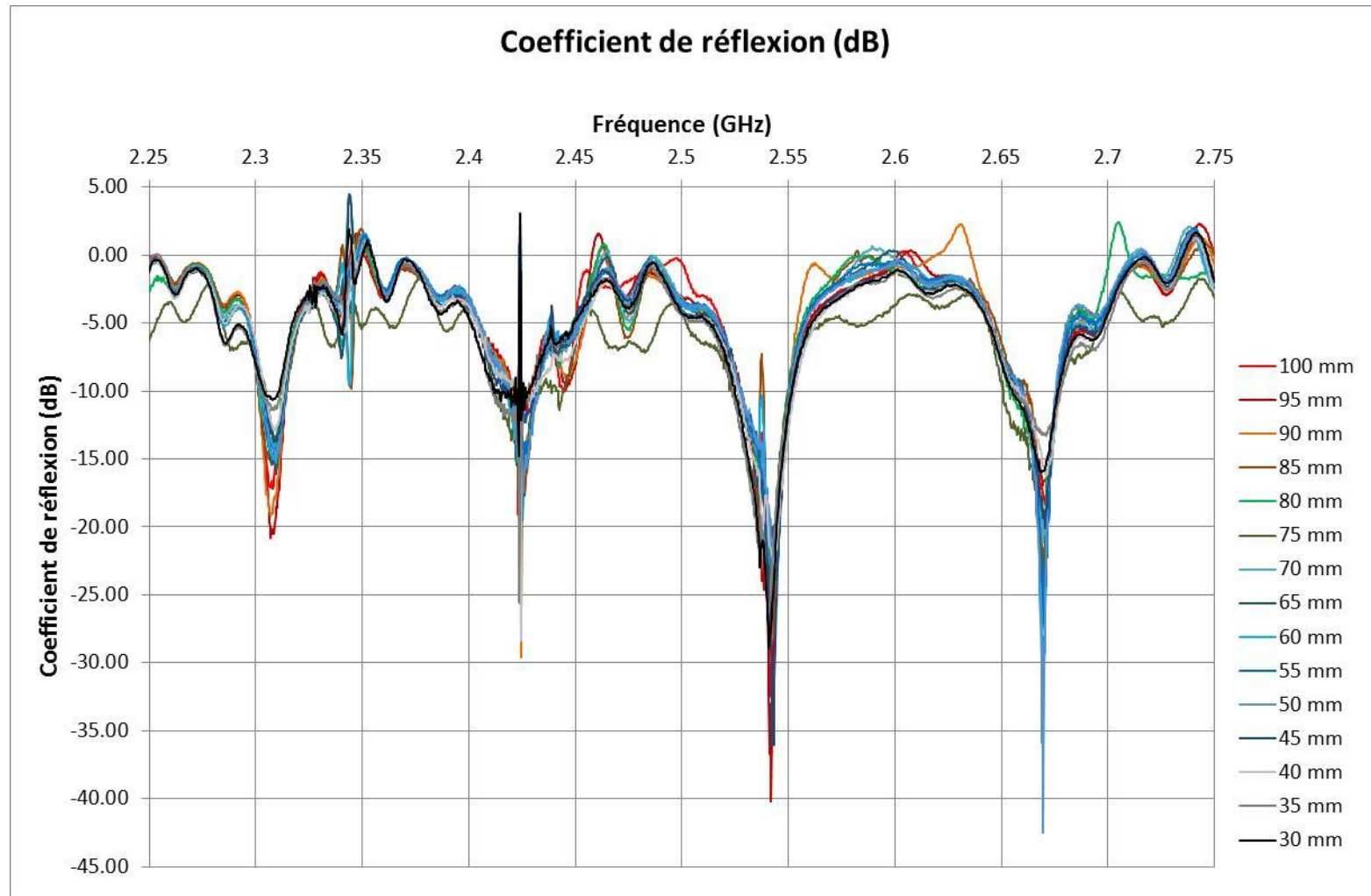


Figure ci-dessus : Spectres du coefficient de réflexion en fonction de la longueur de la chambre plasma.

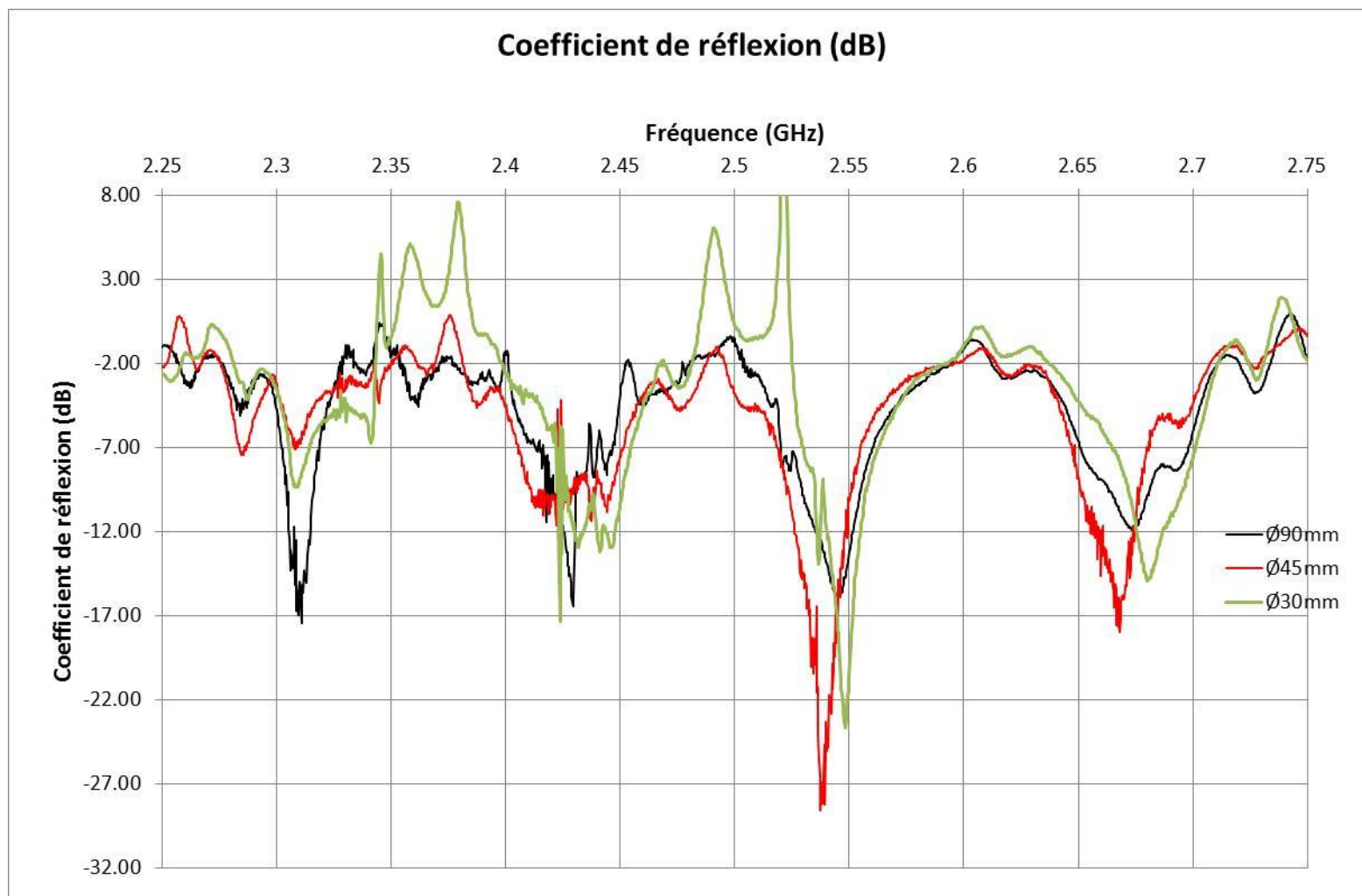


Figure ci-dessus : Spectres du coefficient de réflexion en fonction du diamètre de la chambre plasma.

# Références

1. [En ligne] <http://irfu.cea.fr/Sacm/>.
2. [En ligne] <http://irfu.cea.fr/>.
3. [En ligne] <http://ess-scandinavia.eu/linac>.
4. [En ligne] <http://www.fair-center.de/index.php?id=1&L=0>.
5. [En ligne] <http://www.ifmif.org/b/index.htm>.
6. [En ligne] <http://www.ganil-spiral2.eu/>.
7. [En ligne] <http://www.xfel.eu/>.
8. [En ligne] <http://www.lhc-france.fr/>.
9. [En ligne] <http://linac4-project.web.cern.ch/linac4-project/>.
10. [En ligne] <http://myrrha.sckcen.be/>.
11. **Wiedemann, H.** *Particle Accelerator Physics*. s.l. : Springer, 2007. ISBN : 3540490434.
12. —. *Particle Accelerator Physics II : Nonlinear and Higher-Order Beam Dynamics*. s.l. : Springer, 1999. ISBN : 3540645047.
13. **Conte, M. et MacKay, W.** *Introduction to the physics of particle accelerators*. s.l. : World Scientific, 2008. ISBN : 9812779612.
14. **Carlsten, B.E.** *Centrifugal space-charge force of an electron beam in a focusing element*. s.l. : Phys. Rev. E., 1997.
15. —. *Emittance growth mechanisms of a non equilibrium intense electron beam in a transport channel with discrete focusing*. s.l. : Nuclear Instrument and Methods in Physics Resarch.
16. —. *Emittance growth of an intense electron beam in a focusing channel*. s.l. : Particle Accelerator Conference, 1997. pp. 1914-1916. Vol. 2. ISBN : 0-7803-4376-X.
17. **V.L., Ginzburg.** *Propagation of electromagnetic waves in plasma*. s.l. : Pergamon Press, 1970.
18. **Leitner, D. et Lyneis, C.M.** *High intensity high charge state ECR ion sources*. s.l. : Proceedings of Particules Accelerator Conference, 2005. p. 179. ISBN : 0-7803-8859-3.



19. **Lagniel, J.M.** *Status and new developments of the high intensity electron cyclotron resonance source light ion continuous wave, and pulsed mode.* s.l. : Review of Scientific Instruments, 2000. p. 830. Vol. 71. DOI : 10.1063/1.1150306.
20. **Dunaevsky, A.** *Secondary electron emission from dielectric materials of a Hall thruster with segmented electrodes.* s.l. : Physics of Plasmas, 2003. Vol. 10. DOI: 10.1063/1.1568344.
21. **OPERA2D.** copyright Vector Fields Limited.
22. *Directive 2004/40/CE établie par la Commission Internationale pour la Protection contre les Rayonnement Non Ionisants (ICNIRP).* 2004.
23. **Spaëdke, P.** Axcel-INP. *Junkernst. 99, 65205 Wiesbaden.* Germany : e-mail: p.spaedtke@inp-dme.com.
24. **Gobin, R.** Saclay High Intensity Light Ion Source status. *Proceedings of EPAC.* 2002.
25. —. High Intensity ECR Ion Source (H+, D+, H-) Developments at CEA/Saclay. *Review of Scientific Instruments.* 2002, Vol. 73, p 922-924.
26. **Paschen, F.** Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz. *Wied. Anal. Phys. Chem.* 1889.
27. [En ligne] ©2012 Dassault Systèmes SolidWorks Corp. <http://www.solidworks.fr/>.
28. **Beauvais, P-Y.** First beam of the CEA-Saclay CW high intensity microwave source. *Proceeding of the Particle Accelerator Conference.* 1997, Vol. p2720 - 2722 vol.3.
29. [En ligne] [http://www.microcertec.com/pdf/0309025313\\_Microcertec\\_fiche\\_matiaere\\_2012.pdf](http://www.microcertec.com/pdf/0309025313_Microcertec_fiche_matiaere_2012.pdf).
30. **Uriot, D.** TraceWin. didier.uriot@cea.fr : s.n.
31. **Gobin, R.** *A 140mA cw deuteron electron cyclotron resonance source for the IFMIF-EVEDA project.* s.l. : Review of Scientific Instrument, 2008. 02B303.
32. **Uriot, D., Duperrier, R.** *Accélérateur virtuel, concept, implémentation et premier test.* Saclay : s.n., 2006.
33. **Duperrier, R.** The CEA Beam Dynamics development for CARE. *HIPPI Annual Meeting CERN.* 2008.
34. —. The CEA Beam Dynamics developments in the CARE framework Status and prospects. *HIPPI Annual Meeting CERN.* 2008.
35. **Wills, T. , Taylor, J. S. C.** Enhanced High-current ECR Proton Source. *Nucl. Instrum. and Meth.* 1991, Vol. 37, A309.
36. **Janev, RK., Reiter, D. et Samm, U.** *Collision processes in Low-Temperature Hydrogen Plasmas.* s.l. : Rapport du centre de recherche Jülich, 2003.

37. *Atomic and Molecular Data Unit Activities*. [En ligne] <http://www-amdis.iaea.org/>.
38. **Kretzschmar, M.** Particle motion in a Penning trap. *Eur. J. Phys.* 1991, Vol. 12.
39. **Cohen-Tannoudji, C.** Leçon du Collège de France. 1985.
40. [En ligne] <http://www2.dupont.com/home/en-us/index.html>.
41. **Baglin, V., Collins, I., Grobner, O., Henrist, B., Hilleret, N., Vorlauffer, G.** *Secondary Electron Emission : Experimental results and their implications*. 2001.
42. **Hacquin, S.** *Etude de la propagation d'un pulse dans un plasma : Applications à la mesure du profil de densité et à la caractérisation des fluctuations en réflectométrie*. Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés et Applications - Faculté des Sciences de Nancy : s.n., 1999.
43. **Gerbaud, T.** *Etude de la microturbulence par réflectométrie dans un plasma de fusion sur le Tokamak Tore-Supra*. Faculté des Science de Nancy : s.n., 2008.
44. **SACM.** Rapport d'activités du SACM. 2004-2006.
45. **Geller, R.** *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas*. s.l. : Inst of Physics Pub Inc, 1996. EAN : 978-0750301077.
46. **Gittens, J.F.** *Power travelling-wave tubes*. s.l. : American Elsevier Publishing Company, 1965.
47. **Raether, H.** Zum Aufbau von Gasentladungen. *Rev. Mod. Phys.* 1940.
48. **Townsend, J. S.** *Electricity in Gases*. Oxford : Clarendon Press, 1915.
49. **Chauvin, N.** Beam dynamic simulation of the low energy beam transport line for IFMIF/EVEDA. *Proceeding of LINAC*. 2008, MOP072.
50. [En ligne] <http://www.synchrotron-soleil.fr/>.
51. **Wangler, T.** *RF Linear Accelerator*. s.l. : Wiley-VCH, 2008. ISBN : 3527406808.
52. **Craggs, J. M. et Meek, J. D.** *Electrical breakdown of gases*. Clarendon Press. 1953.
53. **Loeb, L.B.** *Electrical breakdown of gases with steady or direct current impulse potentials*. *Encyclopedia of Physics*. S. Flügge, 1956, Vol. XXII.
54. **Penning, M.J. et Druyvesteyn, F.M.** The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure. *Rev. Mod. Phys.* 1940, Vol. 12.
55. **Craggs, J.M. et Meek, J.D.** *Gas discharge physics*. S. Flügge, 1991.
56. **Sublet, A.** *Caractérisation de décharges à barrières diélectriques atmosphériques et sub-atmosphériques et application à la déposition de couches d'oxyde de silicium*. Annecy : s.n., 2007.

*Références*

57. **Thomer, K. et Vollrath G.** Kurzzzeitphysik. 1967.

## *Références*