



HAL
open science

Etude numérique et expérimentale de la dynamique des faisceaux d'électrons dans les accélérateurs linéaires à induction

Clara-Marie Alvinerie

► **To cite this version:**

Clara-Marie Alvinerie. Etude numérique et expérimentale de la dynamique des faisceaux d'électrons dans les accélérateurs linéaires à induction. Physique [physics]. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMC291 . tel-04514580

HAL Id: tel-04514580

<https://theses.hal.science/tel-04514580>

Submitted on 21 Mar 2024

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.

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'**Université de Caen Normandie**

Etude numérique et expérimentale de la dynamique des faisceaux d'électrons dans les accélérateurs linéaires à induction

Présentée et soutenue par
CLARA-MARIE ALVINERIE

Thèse soutenue le 19/12/2023
devant le jury composé de :

M. CLAUDE FOURMENT	Directeur de recherche au CEA - CEA	Rapporteur du jury
M. BRUNO MANIL	Professeur des universités - UNIVERSITE PARIS 13 PARIS-NORD	Rapporteur du jury
M. RUDY DELAUNAY	Chercheur au CEA - CEA	Membre du jury
M. REMI MAISONNY	Chercheur CEA HDR - CEA	Membre du jury
M. LAURENT PECASTAING	Professeur des universités - Université de Pau et des Pays de l'Adour	Président du jury
M. PATRICK ROUSSEAU	Maître de conférences - Université de Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par **PATRICK ROUSSEAU** (Centre de recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (Caen))

Remerciements

J'exprime mes remerciements sincères et chaleureux à mes encadrants de thèse, Monsieur Rudy DELAUNAY, chercheur au CEA Gramat et Monsieur Rémi MAISONNY, chercheur HDR au CEA Gramat, et à mon directeur de thèse Monsieur Patrick ROUSSEAU, maître de conférences à l'Université de Caen Normandie. Merci de la confiance que vous m'avez apportée afin de mener mes travaux de recherche dans un domaine qui m'était jusqu'alors inconnu. Vos conseils à la fois sur le plan scientifique et également humain m'ont permis d'enrichir mes connaissances et mes compétences tout au long de ses trois années de thèse.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Claude FOURMENT, directeur de recherche au CEA Cesta, et Bruno MANIL, professeur des universités à l'Université Paris 13 Paris-Nord d'avoir rapporté mes travaux de thèse. Vos expertises scientifiques ont permis des échanges constructifs lors de la soutenance.

Je remercie également Monsieur Laurent PECASTAING, professeur des universités à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, d'avoir accepté d'être président de mon jury de thèse.

Un petit mot pour l'ensemble des personnes que j'ai côtoyé au CEA Gramat et en particulier à mes collègues du laboratoire. Merci de votre accueil enthousiaste et toujours bienveillant à mon égard. Ces trois années de thèse n'auraient pas été les mêmes sans nos nombreuses discussions d'horizons variés.

Enfin, je tiens à remercier particulièrement ma famille et mes amis de leur soutien inconditionnel lors de cette incroyable aventure. Cette thèse est aussi la vôtre.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 La radiographie éclair et les accélérateurs linéaires à induction	5
1. Contexte de la radiographie éclair à la Direction des Applications Militaires	5
2. La radiographie éclair	6
2.1. Bref historique de la radiographie éclair	6
2.2. Principe et grandeurs caractéristiques de la radiographie éclair	7
2.2.1. La chaîne radiographique	7
2.2.2. Les propriétés de la source de rayonnement X	8
2.2.2.1. Temps de pose	9
2.2.2.2. Distribution spatiale.....	9
2.2.2.3. Quantité de rayonnement	10
2.2.2.4. Intensité de faisceau	10
2.2.2.5. Récapitulatif des propriétés des sources de radiographie éclair	11
3. Les accélérateurs linéaires à induction pour la radiographie éclair	11
4. L'accélérateur linéaire à induction MCH3	13
4.1. Fonctionnement de l'accélérateur MCH3	14
4.1.1. L'injecteur	15
4.1.2. La ligne accélératrice	15
4.1.3. L'espace de glissement et de focalisation	16
4.2. Description des instabilités	16
Chapitre 2 Modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons dans l'accélérateur linéaire à induction MCH3	20
1. Généralités	20
2. Développement du simulateur numérique	24
2.1. Modélisation de la dynamique au sein de l'injecteur	27
2.2. Modélisation de la dynamique au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF	29
2.2.1. Le code PIC-Slice	29
2.2.1.1. La méthode PIC	29
2.2.1.2. L'algorithme PIC-Slice	31
2.2.1.3. Modèles 1D et 2D	32
2.2.2. Le code de transport EVOLI	34
2.2.2.1. Introduction	34
2.2.2.2. Modélisation de l'enveloppe	35
2.2.2.2.1. Construction de l'équation d'enveloppe.....	36
2.2.2.2.2. Dépression liée à la charge d'espace	41
2.2.2.2.3. Diamagnétisme du faisceau	42
2.2.2.3. Modélisation du centroïde	42
2.2.2.3.1. Equations du centroïde pour un faisceau de faible intensité	43
2.2.2.3.2. Intégration du terme de charge d'espace	44
2.2.2.4. Modélisation de la propagation temporelle du faisceau lors de son transport	46
2.2.2.5. Intégration des instabilités	47
2.2.2.5.1. Mouvement Corkscrew	47
2.2.2.5.2. Beam Break-Up	48
2.2.2.5.2.1. Description de l'instabilité.....	49

2.2.2.5.2.2.	Modélisation simplifiée	49
3.	Application du simulateur à MCH3.....	51
3.1.	Modélisation des éléments constitutifs à MCH3	51
3.1.1.	Champs électriques	52
3.1.1.1.	Gaps accélérateurs.....	52
3.1.1.2.	Champ de fuite de l'injecteur	55
3.1.2.	Champs magnétiques	55
3.1.2.1.	Solénoïdes de focalisation	56
3.1.2.2.	Déviateurs magnétiques	59
3.1.2.3.	Champ magnétique terrestre	60
3.2.	Comparaisons inter-codes.....	60
3.2.1.	LSP-Slice 1D vs LSP-Slice 2D.....	60
3.2.1.1.	Influence du nombre de macro-particules	60
3.2.1.2.	Influence de la dimensionnalité.....	63
3.2.2.	LSP-Slice vs EVOLI	64
3.2.2.1.	Faisceau sans décentrement	64
3.2.2.2.	Faisceau avec décentrement	67

Chapitre 3 Etude numérique et expérimentale du transport du faisceau d'électrons pour la mise en service de MCH3..... 71

1.	Détermination des conditions initiales du faisceau d'électrons dans l'injecteur.....	71
1.1.	Mesure du courant.....	72
1.2.	Mesure de l'énergie cinétique	73
1.3.	Dimensions d'enveloppe du faisceau.....	75
2.	Transport du faisceau dans la ligne accélératrice	78
2.1.	Guidage du faisceau d'électrons	79
2.1.1.	Détermination du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice.....	79
2.1.2.	Validation expérimentale du guidage du faisceau	81
2.1.3.	Influence des conditions initiales du faisceau sur son transport dans la ligne accélératrice .	82
2.1.3.1.	Prise en compte de l'incertitude lors de la méthode des trois gradients.....	82
2.1.3.2.	Influence de la dépendance temporelle du faisceau dans l'injecteur seul.....	85
2.2.	Centrage du faisceau d'électrons.....	88
2.2.1.	Mesures expérimentales du centroïde du faisceau	89
2.2.2.	Méthode expérimentale de centrage.....	93
2.2.3.	Développement et évaluation d'une méthode d'optimisation du centrage par simulation..	97
2.2.3.1.	Principe général de la méthode.....	97
2.2.3.2.	Application de la méthode aux mesures expérimentales MCH3.....	99
2.2.3.2.1.	Transport de référence MCH3, tune 5, sans centrage expérimental (essai 1305).....	99
2.2.3.2.2.	Injection des défauts des solénoïdes trouvés pour la tune 5 dans un autre transport du faisceau réalisé sur MCH3 (tune 2)	104
2.2.3.2.3.	Injection des défauts des solénoïdes trouvés pour la tune 5 sans centrage expérimental (essai 1305) dans le même transport centré expérimentalement (essai 1303)	105
2.3.	Etude du Beam Break-Up lors du transport du faisceau d'électrons	110
2.3.1.	Perte de courant dans MCH3 avec la tune 2	110
2.3.2.	Conception d'un nouveau transport (tune 5).....	113
2.3.3.	Etude expérimentale du BBU	116
2.3.3.1.	Méthode d'analyse	116
2.3.3.2.	Comparaison des tunes 2 et 5	118
2.3.3.3.	Etude de l'influence du centrage sur le BBU.....	120
2.4.	Etude préliminaire du mouvement Corkscrew	123
2.4.1.	Influence du champ magnétique terrestre.....	126

2.4.2. Influence du centrage du faisceau.....	127
Conclusion générale.....	131
Références.....	135

Introduction

Pour pallier l'arrêt définitif des essais nucléaires en 1996, la Direction des Applications Militaires (DAM) du CEA lance en 1995 le programme Simulation qui vise à garantir les armes nucléaires en sûreté et performances. Pour cela, elle se dote de moyens qui comprennent notamment des supercalculateurs (actuellement EXA1), une installation de radiographie éclair (Epure : « Expérience de Physique Utilisant la Radiographie Eclair ») permettant de faire des « photographies » d'expériences de détonique et d'un outil pour réaliser à très petite échelle des expériences de fusion, le Laser Mégajoule (LMJ).

Dans le cadre du traité de Défense franco-britannique de Lancaster House signé à Londres le 2 novembre 2010, le Président de la République française et le Premier Ministre britannique ont signé un traité spécifique (traité Teutatès), relatif au partage d'installations radiographiques dédiées à leurs programmes de dissuasion respectifs [1]. Les installations, dont les deux pays se dotent, se doivent d'être compatibles des engagements internationaux des deux pays vis-à-vis du Traité d'Interdiction Complète des Essais (TICE) et du Traité de Non-Prolifération (TNP). Ces installations sont destinées à leur permettre de continuer à garantir, désormais sans réaliser d'essai nucléaire, la fiabilité et la sûreté de leurs armes. Dans ce contexte, le traité de Défense prévoit notamment :

1. La construction et l'exploitation commune d'une installation radiographique en France, Epure, sur le centre CEA de Valduc.
2. La réalisation en commun de développements technologiques (machines radiographiques, instruments de mesures...), au sein du « *Technology Development Center* » (TDC), sur le centre de l'*Atomic Weapons Establishment* (AWE) à Aldermaston (Royaume-Uni).

Cette thèse s'inscrit dans le contexte de la radiographie éclair utilisée à la DAM sur l'installation Epure pour caractériser l'état de la matière soumise à des chocs forts ou à une densification importante sous l'effet d'explosifs [2]. Ces expériences de radiographie éclair sont réalisées dans des conditions physiques extrêmes avec des vitesses de déplacement d'environ 5 km/s et des pressions de l'ordre de plusieurs milliers de bar. Elles nécessitent alors une source de rayonnement X très spécifique : de faible dimension (quelques mm), de durée brève (inférieure à 100 ns), de haute énergie (autour de 20 MeV) et intense (quelques kA). Cette source permet de produire une dose élevée typiquement de plusieurs centaines de rad à 1 m dans l'air. Cette dernière est produite par le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) généré par l'interaction d'un faisceau intense et pulsé d'électrons avec une cible de métal possédant un numéro atomique élevé. Soulignons également que ces expériences sont mono coup, nécessitant de fait des machines dont le fonctionnement est reproductible et fiable.

La qualité d'une radiographie est majoritairement conditionnée par la qualité de la source X, elle-même intimement liée aux propriétés du faisceau d'électrons qui la produit au niveau de la cible de conversion. La maîtrise de la dimension de la source X est donc un enjeu majeur afin d'obtenir une radiographie dont le niveau de détail permet de réduire les incertitudes des modèles utilisés dans le standard de garantie des armes nucléaires.

Deux technologies actuellement en service permettent de produire des faisceaux d'électrons spécifiquement adaptés à ces contraintes extrêmes :

- les « Inductive Voltage Adder » (IVA) [3] qui repose sur le principe des « générateurs + diodes » ;
- les accélérateurs linéaires à induction (LIA) [4].

Les travaux présentés dans cette thèse se sont intéressés exclusivement à cette dernière technologie qui est déployée à la DAM sur l'installation Epure dont la mise en service est réalisée en deux phases.

La phase une, achevée [5], comprend une première machine radiographique, normée MCH1, basée sur un LIA (anciennement nommé AIRIX) [6].

La phase deux comprend l'installation de deux machines de radiographie supplémentaires. La première, nommée MERLIN [7] est basée sur la technologie des IVA. Elle sera mise en service d'ici fin 2023. La seconde machine supplémentaire, nommée MCH3, constitue donc la troisième machine de l'installation Epure et est basée sur un LIA très similaire à MCH1. MCH3 a été mise en service fin 2022 et les travaux présentés dans ce manuscrit ont contribué à son développement ainsi qu'à sa mise en service. Schématiquement, sur MCH3, le faisceau pulsé d'électrons est généré dans l'injecteur avec une énergie d'environ 3,8 MeV et une intensité d'environ 2 kA. Le faisceau est injecté puis accéléré dans la ligne accélératrice comprenant 64 cellules à induction communiquant chacune 240 keV supplémentaires au faisceau d'électrons. A sa sortie, le faisceau possède une énergie finale d'environ 19,2 MeV. Enfin, le faisceau est focalisé aux limites sur une cible de conversion à l'aide d'un solénoïde afin de produire la source X. Le faisceau d'électrons intense est transporté sur plus de 50 mètres entre sa création et sa focalisation finale sur la cible.

La focalisation efficace du faisceau d'électrons est une problématique scientifique importante afin d'obtenir une source X de qualité. En effet, au niveau de la cible, la focalisation du faisceau d'électrons est telle qu'un plasma induit par le chauffage de la cible par le faisceau est généré [8]. Ce plasma émet des ions qui vont affecter la focalisation du faisceau d'électrons menant alors à une augmentation de la dimension de la tache focale électronique au cours du temps. Cette problématique fait l'objet d'intenses recherches dans le monde parmi l'ensemble des acteurs du domaine des accélérateurs à induction notamment en France [9][10], en Chine [11], en Fédération de Russie [12] et aux Etats-Unis d'Amérique [13][14][15][16]. Comme l'a montré N. Pichoff et al., l'interaction du faisceau intense de haute énergie avec la cible représente le contributeur majeur à l'augmentation de la dimension de la tache focale X [17]. En plus de cela, la dimension de la tache focale dépend aussi de manière significative de certaines propriétés du faisceau, comme son intensité, son émittance ainsi que sa distribution en énergie comme le suggère le modèle développé par Chen [18]. Ce dernier propose une relation entre le rayon rms du faisceau électronique à la sortie du solénoïde de focalisation (considéré ici comme mince) sur la cible (R_{cible}) en fonction de son rayon rms à l'entrée ($R_{faisceau}$) en fonction de différents paramètres :

$$R_{cible}^2 \approx \left(\frac{\varepsilon}{R_{faisceau}} f_B \right)^2 + \left(2R_{faisceau} \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \right)^2 + (C_s R_{faisceau}^3)^2 + (\Delta\% R_{faisceau})^2 \quad (1)$$

Avec ε l'émittance rms non normalisée, f_B la distance focale, $\Delta\Gamma/\Gamma$ la dispersion en énergie, C_s le coefficient d'aberration sphérique et $\Delta\%$ un paramètre qui modélise les effets ioniques discutés ci-dessus.

Ainsi, la dispersion en énergie doit être la plus faible possible pour réduire le second terme à droite de l'équation (1). Elle résulte de la dispersion temporelle des champs électriques produits par l'injecteur ainsi que par les générateurs qui alimentent les 64 cellules à induction. Généralement, le solénoïde de focalisation est conçu avec une faible aberration sphérique limitant l'impact du troisième terme à droite de l'équation (1) de telle sorte que l'augmentation de la tache focale résultante soit faible.

L'émittance est une propriété du faisceau qui peut se dégrader lors de son transport dans l'accélérateur à cause de l'apparition et du développement d'instabilités. Les travaux menés récemment par C. Ekdahl au Los Alamos National Laboratory (LANL) ont mis en évidence que ces instabilités jouaient un rôle clé dans les performances des LIA [19]. Ces travaux ont permis d'identifier différents mécanismes qui pourraient expliquer les accroissements d'émittance observés dans les LIA. En revanche, la modélisation de la dynamique du faisceau ainsi que la contribution relative de chacun des mécanismes à l'accroissement est une problématique scientifique qui fait aujourd'hui l'objet d'intenses recherches [20][21][22][23][24]. Dans ce contexte, les travaux menés dans cette thèse visent à construire un simulateur numérique qui permettrait de répondre à ces problématiques. L'enjeu étant à terme de disposer d'un outil numérique, validé expérimentalement, permettant d'optimiser les stratégies de transports afin de minimiser l'impact de l'ensemble des instabilités en fonction des propriétés des faisceaux produits. Cet outil permettrait également de concevoir et de dimensionner au juste besoin les futurs LIA en fonctionnement simple ou multi-temps.

Le manuscrit est divisé en trois chapitres :

1. Le premier chapitre de cette thèse introduit le principe de la radiographie éclair ainsi que la technologie des accélérateurs à induction. Les travaux menés ont été réalisés dans le cadre de la mise en service de MCH3 sur l'installation Epure. Une description plus précise de l'accélérateur MCH3 est donc réalisée. Les principales instabilités présentes dans les LIA sont également décrites ;
2. Le second chapitre traite de la modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons dans l'accélérateur. Les principaux phénomènes physiques présents au sein d'un LIA sont d'abord présentés. Puis, le simulateur numérique de MCH3 développé dans le cadre de cette thèse est exposé. Il décrit la modélisation de la dynamique au sein de l'ensemble du LIA de l'injecteur jusqu'à la cible. Les travaux de cette thèse se focalisent essentiellement sur la modélisation au sein de la ligne accélératrice et l'Espace de Glissement Final (EGF) par l'intermédiaire de deux codes reposant sur deux formalismes différents : le modèle particulaire (code PIC LSP-Slice [25][26] et le modèle enveloppe (code de transport EVOLI : EVOLution des Instabilités). Le code de transport EVOLI [27] développé spécifiquement dans le cadre de cette thèse intègre les modélisations de l'enveloppe et du barycentre des charges du faisceau ainsi que de premiers modèles permettant de modéliser des instabilités du faisceau notamment le Beam Break-Up (BBU) [28]. Puisque le simulateur numérique développé est appliqué spécifiquement à MCH3, ses éléments constitutifs générant les champs électromagnétiques externes sont décrits. Enfin, une validation numérique du développement du code EVOLI est présentée ;
3. Le troisième chapitre présente une étude numérique et expérimentale du transport du faisceau d'électrons dans le cadre de la mise en service de l'accélérateur MCH3. La première partie du chapitre se consacre à la détermination des conditions initiales du faisceau en sortie d'injecteur. La seconde partie décrit l'étude du transport du faisceau dans la ligne accélératrice de MCH3. Le transport du faisceau d'électrons consiste en deux étapes : le guidage et le centrage du faisceau permettant respectivement de contrôler, notamment, la dimension de l'enveloppe et la position du barycentre des charges du faisceau. Ces deux étapes sont donc étudiées à l'aide du simulateur développé dans cette thèse en confrontant les résultats obtenus par simulation aux expérimentations réalisées sur MCH3. Enfin, les premières études numériques et expérimentales concernant les instabilités BBU et Corkscrew sont présentées.

A la suite de ces trois chapitres, une conclusion générale est proposée. Elle rappelle les principales contributions de ces travaux de thèse à la problématique de l'étude de la dynamique des faisceaux d'électrons dans les LIA. Les perspectives envisagées sont également décrites.

Chapitre 1 La radiographie éclair et les accélérateurs linéaires à induction

Ce premier chapitre introduit la technologie des accélérateurs linéaires à induction ou en anglais *Linear Induction Accelerator* (LIA) appliquée au domaine de la radiographie éclair.

Dans une première partie, le contexte de l'utilisation de la radiographie éclair à la Direction des Applications Militaires est présenté.

La seconde partie fait un rappel sur le développement de la technique de la radiographie éclair puis les grands principes de fonctionnement et les principales caractéristiques de cette technique sont présentés.

La troisième partie est consacrée à la technologie des accélérateurs linéaires à induction. Un bref historique de son développement est présenté. De plus, les principaux accélérateurs linéaires à induction en fonctionnement dans le monde sont évoqués.

La dernière partie est dédiée à la description du troisième axe de radiographie puisqu'il s'agit du LIA spécifiquement étudié dans cette thèse. Le fonctionnement de ce dernier est présenté et les instabilités du faisceau qui peuvent affecter significativement ses performances sont décrites.

1. Contexte de la radiographie éclair à la Direction des Applications Militaires

En 1996, la France signe le Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires (TICE) qu'elle ratifie deux années plus tard. Dans ce cadre, le programme Simulation est lancé par la DAM en 1995 permettant de garantir la sûreté et la performance des armes nucléaires sans réaliser d'essais nucléaires. Ce programme repose sur la modélisation des phénomènes intervenant dans le fonctionnement des armes, sur leur traduction en équations incluses dans de grands codes de calculs portés sur des calculateurs de puissance tel le supercalculateur EXA1 inauguré en septembre 2022 sur le centre du CEA DAM/Île-de-France. La validation en est faite sur les grandes installations expérimentales Epure (Expérience de Physique Utilisant la Radiographie Eclair) et LMJ (Laser MégaJoule).

Dans le cadre des Accords de Lancaster House signés à Londres le 2 novembre 2010 visant à renforcer la coopération franco-britannique dans le domaine de la défense, le Président de la République française et le Premier Ministre britannique ont signé un traité spécifique (traité Teutatès) [29], relatif au partage d'installations radiographiques et hydrodynamiques dédiées à leurs programmes de dissuasion respectifs. Les installations dont les deux pays se dotent se doivent d'être compatibles des engagements internationaux des deux pays vis-à-vis du TICE et du Traité de Non-Prolifération des armes nucléaires (TNP). Ces installations sont destinées à leur permettre de continuer à garantir, désormais sans réaliser d'essai nucléaire, la fiabilité et la sûreté de leurs armes. Après une analyse conjointe, il est apparu que les besoins techniques et calendaires des deux pays étaient très similaires et qu'un programme unique baptisé Teutatès pouvait satisfaire le besoin des deux pays.

Ce programme se traduit par :

- la construction et l'exploitation commune d'une installation radiographique en France, Epure, sur le centre CEA de Valduc ;
- la réalisation en commun de développements technologiques (machines radiographiques, instruments de mesures...), au sein du Technology Development Center (TDC), sur le centre de l'Atomic Weapons Establishment (AWE), à Aldermaston (Royaume-Uni).

L'installation Epure située près de Dijon est en service depuis une dizaine d'années avec une première machine de radiographie basée sur la technologie des LIA nommé MCH1 ou anciennement AIRIX [30]. A terme, l'installation Epure sera dotée de deux machines de radiographie supplémentaires, MERLIN [7] pour **Multi-MEgavolt Radiographic Linear INductive Voltage Adder** basée sur la technologie des Inductives Voltage Adder (IVA) [3] et un second LIA nommé MCH3 mis en service en 2023. Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre de la mise en exploitation de MCH3 réalisée sur la période 2022-2023.

Le principe de la radiographie éclair est discuté dans la partie suivante.

2. La radiographie éclair

La radiographie éclair est une technique qui permet d'étudier les changements d'état des matériaux soumis à des chocs forts ou à une densification importante sous l'effet d'explosifs, représentatifs des premiers instants de fonctionnement des armes nucléaires [2]. Historiquement, l'utilisation de la radiographie éclair est intrinsèquement liée au développement des armes nucléaires ainsi qu'à la compréhension de leur fonctionnement et à leur optimisation. Cette partie présente un bref historique ainsi que le principe de la radiographie éclair.

2.1. Bref historique de la radiographie éclair

L'historique réalisé dans cette partie peut être retrouvé plus en détails dans l'article de G. S. Cunningham et C. Morris [31].

Les débuts de la radiographie éclair remontent au développement du Projet Manhattan pendant la Seconde Guerre mondiale aux Etats-Unis. A partir du printemps 1944, le Projet Manhattan se focalise sur l'implosion d'objets. Les expériences initiales sont conduites en 1943 par le groupe de Seth Neddermeyer et consistent à entourer une petite sphère métallique avec des charges explosives et de l'amorcer en de nombreux points. Les scientifiques s'attendent à ce que les ondes divergentes sphériques de chaque détonation s'annulent entre elles afin de créer une onde de détonation sphérique au sein de la sphère. Les résultats sont non concluants avec de nombreuses asymétries bien que la sphère métallique ait été compressée. Dans un but de compréhension physique, les scientifiques décident de modifier une machine commerciale de rayonnement X pour obtenir une précision temporelle de $1 \mu\text{s}$ permettant une synchronisation avec le dispositif à étudier. Les images confirment alors la formation de jets responsables des asymétries.

Afin d'étudier l'implosion de dispositifs plus représentatifs d'une arme, le rayonnement doit être plus pénétrant. Robert Oppenheimer décide alors d'acquérir un accélérateur d'électrons de l'université de l'Illinois, un bêtatron produisant des impulsions de 15 MeV d'une durée de $1 \mu\text{s}$. Bien que les photons

soient arrêtés à l'intérieur du dispositif à cause de la masse surfacique élevée, le contour extérieur du dispositif est observé pour la première fois. C'est la première expérience de radiographie éclair.

Dans les années 60, la machine radiographique américaine PHERMEX (Pulsed High Energy Radiographic Machine Emitting X-rays) est la première machine radiographique de nouvelle génération. Elle permet de produire une dose suffisante de rayonnement pour pénétrer l'intérieur des dispositifs lors des expériences hydrodynamiques et ainsi les observer en fonctionnement.

Les machines de radiographie éclair utilisées à ce jour sont des outils expérimentaux connus depuis plusieurs dizaines d'années permettant de quantifier des phénomènes physiques importants tels que les détails au cœur des dispositifs. Leurs performances sont sans cesse améliorées par des avancées technologiques déterminantes afin d'atteindre des niveaux de détails du cœur des dispositifs de plus en plus élevés.

Le principe de la radiographie éclair et les grandeurs caractéristiques associées sont présentés dans la partie suivante.

2.2. Principe et grandeurs caractéristiques de la radiographie éclair

Telle l'imagerie médicale permettant de voir la fracture d'un patient, la radiographie éclair donne la possibilité d'observer l'intérieur d'une structure complexe et dense sans la modifier.

2.2.1. La chaîne radiographique

La chaîne radiographique, semblable aux chaînes radiographiques réalisées dans le domaine médical, est représentée sur la Figure 1-1. La chaîne radiographique nécessite a minima une source émettant des rayons X, un objet à étudier et un détecteur. A ceux-ci peuvent s'ajouter des protections pyrotechniques ou encore des collimateurs.

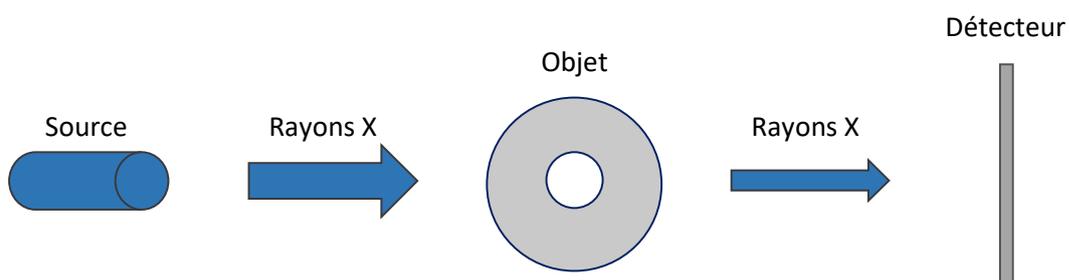


Figure 1-1 Chaîne radiographique pour la radiographie éclair

Le principe de la radiographie est simple. Un rayonnement pénétrant de rayons X de grande énergie traverse un objet en y étant partiellement « absorbé ». L'absorption varie en fonction de la nature, de la masse volumique et de l'épaisseur des matériaux. Sa mesure permet de remonter aux caractéristiques de l'objet traversé.

L'objet est dans notre cas soumis à des conditions physiques extrêmes qui nécessitent une source X aux propriétés spécifiques explicitées dans la suite de cette partie. Plus de détails sur ces propriétés peuvent être trouvés dans l'article « Les nouvelles limites de la radiographie éclair » de Nicolas Pichoff [2].

2.2.2. Les propriétés de la source de rayonnement X

Dans un premier temps, l'obtention de la mesure radiographique est expliquée à l'aide d'une approche simplifiée.

La densité du matériau est déduite à partir de la masse surfacique μ_s qui est l'intégrale de la masse volumique ρ_v sur la distance parcourue par le photon transverse :

$$\mu_s = \int_0^L \rho_v(x, y, z) dz \quad (1.1)$$

Avec μ_s et ρ_v respectivement en $g.cm^{-2}$ et $g.cm^{-3}$ et L la distance parcourue par le photon selon l'axe z , la coordonnée longitudinale à travers l'objet.

La masse surfacique de l'objet peut être déterminée à partir du rapport entre le nombre de photons directs N_d c'est-à-dire transmis sans interactions, sur le nombre de photons incidents N_0 :

$$\frac{N_d}{N_0} = e^{-\mu_s \times C_{att}} \quad (1.2)$$

C_{att} représente le coefficient d'atténuation en $cm^2.g^{-1}$. Il dépend du type de matériau et de l'énergie des photons, les sources de photons étant rarement mono énergétiques. Il convient alors d'étudier le spectre de la source X représenté par la distribution en énergie des photons.

La radiographie repose sur l'interaction du rayonnement avec la matière par différents processus d'interaction. Les sections efficaces de ces processus dépendent de l'énergie du photon incident. Afin que le maximum de photons soient transmis lors de l'interaction c'est-à-dire que l'atténuation soit minimale, le rayonnement doit être produit avec une énergie où la section efficace des processus d'interaction est minimale. La Figure 1-2 illustre les coefficients d'atténuation des photons selon le processus d'interaction pour le tantale, matériau lourd de numéro atomique $Z = 73$. Le coefficient d'atténuation total minimal est de $4,4 \times 10^{-2} cm^2.g^{-1}$ pour des photons d'environ $4 MeV$. Pour maximiser la transmission, le spectre en énergie doit contenir les photons les plus pénétrants possibles d'une énergie de $4 MeV$. Les photons se retrouvent alors dans la gamme des X. De plus, la Figure 1-2 montre les processus dominants d'interaction photon-matière en fonction de l'énergie des photons. L'effet photoélectrique (en noir sur la Figure 1-2) est majoritaire jusqu'à $500 keV$. De 500 à $4000 keV$, la diffusion Compton devient dominante (en bleu sur la Figure 1-2). Enfin, la production de paires électron-positron est le processus principal d'interaction à haute énergie à partir de $5 MeV$ (en rose sur la Figure 1-2).

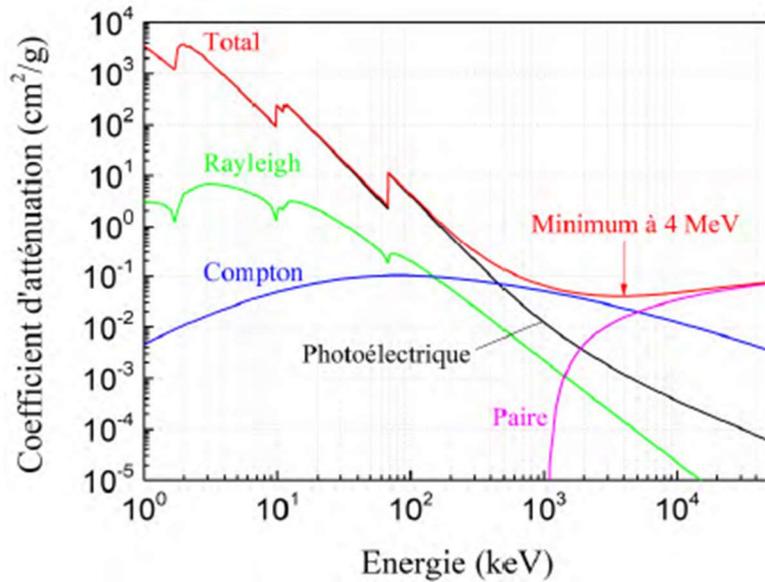


Figure 1-2 Coefficient d'atténuation massique des photons dans du tantale ${}_{73}\text{Ta}$ en fonction de leur énergie [32].

Dans un second temps, les caractéristiques spécifiques de la source X pour des applications de radiographie éclair sont présentées.

2.2.2.1. Temps de pose

Le temps de pose est lié au temps caractéristique de déplacement de l'objet radiographié. Au sein de l'objet radiographié, les vitesses de déplacement de la matière sous l'effet d'explosifs sont de l'ordre de plusieurs km/s . Le temps de pose doit être suffisamment bref afin de minimiser le flou de bougé. Le temps d'exposition est alors de quelques dizaines de ns pour des détails à l'intérieur de l'objet de quelques μm . Typiquement, les vitesses peuvent atteindre $5 km/s$ sur un temps d'exposition de $100 ns$; le flou de bougé est alors de $500 \mu m$. C'est en ce sens que ce type de radiographie est nommé radiographie éclair.

2.2.2.2. Distribution spatiale

La distribution spatiale nommée tache focale représente la dimension de la source de photons X produit par rayonnement de freinage dans le plan source.

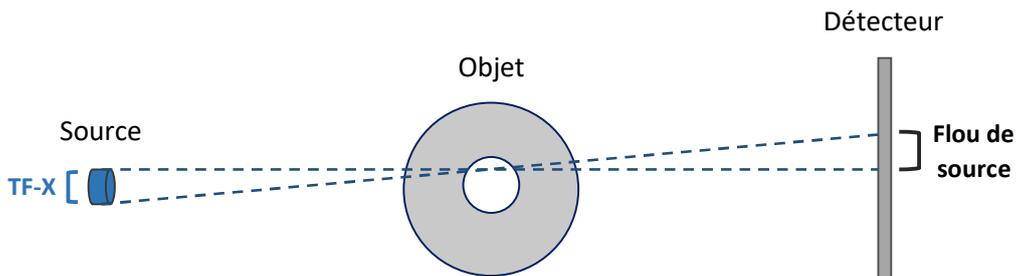


Figure 1-3 Représentation du flou induit par la distribution spatiale de la source X dans le plan du détecteur.

La distribution spatiale de la source X induit dans le plan du détecteur un flou illustré sur la Figure 1-3. Ce dernier traduit l'incertitude sur un détail de l'objet.

Afin d'observer des détails submillimétriques, la dimension de la source doit être la plus petite possible. Typiquement dans nos applications, son diamètre doit être inférieur à quelques millimètres pour obtenir une résolution adéquate. La tache focale X est liée à la distribution spatiale des électrons sur la cible et à leur diffusion dans celle-ci. Pour réduire la dimension de la source X et ainsi améliorer la résolution de la radiographie, il faut donc réduire la dimension du faisceau d'électrons. En pratique, cela est réalisé en focalisant fortement le faisceau d'électrons sur la cible de conversion.

2.2.2.3. Quantité de rayonnement

L'intensité de la source X est caractérisée par la dose qu'elle dépose sur l'axe, dans l'air sec à 1 mètre du plan source. La dose est une expression du dépôt d'énergie dans un matériau.

La dose doit être suffisamment importante pour marquer le détecteur après son atténuation à travers l'objet dans lequel les matériaux traversés sont très denses et l'atténuation des rayons X les plus pénétrants (4 MeV) peut être de l'ordre de plusieurs centaines de milliers. De plus, des objets pyrotechniques étant radiographiés, la mise en place de protections est nécessaire afin de ne pas endommager les installations. Ces protections vont donc induire également une diminution du signal sur le détecteur. Enfin, l'éloignement entre la source et le détecteur contribue également à réduire le signal obtenu sur ce dernier. Toutes ces contraintes vont donc nécessiter l'utilisation de sources X intenses produisant typiquement plusieurs centaines de rad ($1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$) à 1 m dans l'air.

2.2.2.4. Intensité de faisceau

La dose de rayons X produite est directement proportionnelle à l'intensité du faisceau (courant). Elle dépend aussi de l'énergie des électrons et des propriétés de la cible. La dose D en rad générée à 1 mètre de la source par un faisceau d'électrons d'énergie E en MeV déposant une charge totale Q en C dans un matériau de numéro atomique Z est approximée par l'équation [33] :

$$D = 150E^{2,8}QZ^{1/2} \quad (1.3)$$

Afin de produire une dose élevée, une grande quantité de charge à haute énergie doit être induite dans un matériau de Z élevé.

La quantité de charge totale induite durant un intervalle de temps Δt est l'intégrale du courant du faisceau dans le temps :

$$Q = \int_t^{t+\Delta t} I(t) dt \quad (1.4)$$

La quantité de charge dépend alors du courant et de la durée de l'impulsion. Cette dernière étant imposée et très brève, le faisceau d'électrons généré doit être intense (plusieurs kA) pour déposer suffisamment de charge pendant la durée imposée de l'impulsion. Cela représente une dose plusieurs centaines de fois supérieure à la dose d'une radiographie médicale de l'ordre de quelques rad à 1 m.

2.2.2.5. Récapitulatif des propriétés des sources de radiographie éclair

La radiographie éclair nécessite donc une source de rayonnement X aux propriétés spécifiques de faibles dimensions spatiales (quelques *mm*), d'énergie élevée (plusieurs *MeV*), d'une durée d'impulsion très courte (quelques dizaines de *ns*) et une dose à 1 m supérieure à 400 *rad*. De plus, les expérimentations étant mono-coup, la fiabilité et la reproductibilité sont également des propriétés primordiales. Actuellement, les LIA représentent la technologie la plus performante permettant d'atteindre ces caractéristiques. Les principaux accélérateurs utilisés à des fins de radiographie éclair dans le monde sont alors introduits.

3. Les accélérateurs linéaires à induction pour la radiographie éclair

Le bref historique réalisé dans cette partie peut être retrouvé plus en détails dans l'ouvrage de référence de K. Takayama et R. J. Briggs [4] et dans l'article de A. W. Chao et W. Chou [34].

En 1958 aux États-Unis, N. C. Christofilos propose un concept novateur de fusion contrôlée appelé Astron utilisant des impulsions intenses d'électrons à haute énergie [35]. L'objectif est d'exploiter le champ magnétique auto-induit par un faisceau intense d'électrons de haute énergie plutôt que celui, moins intense, produit par les solénoïdes les plus avancés de l'époque. Ce champ magnétique serait capable de confiner un plasma thermonucléaire dans une sorte de "bouteille magnétique". N. C. Christofilos met alors au point une nouvelle technologie : les accélérateurs linéaires à induction. Ce travail aboutira à la création du premier accélérateur à induction opérationnel au Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) en 1964 [36].

Cette avancée technologique a ouvert de nouvelles perspectives pour la recherche sur les LIA notamment pour produire des faisceaux d'électrons destinés à des applications telles que la radiographie éclair.

En 1982 aux États-Unis, le LLNL a inauguré le premier LIA pour des expériences de radiographie éclair, baptisé FXR (18 *MeV*, 3 *kA*, 65 *ns*). Bien que très performant et encore en utilisation, cet accélérateur présente des limitations dans ses performances radiographiques dues à la variation en énergie des électrons et à l'émittance de son faisceau.

Pour surmonter ces limitations, le Los Alamos National Laboratory (LANL) a conçu et mis en service l'accélérateur DARHT-I (20 *MeV*, 1,7 *kA*, 60 *ns*) [37]. Par les modifications effectuées sur l'injecteur au niveau de la diode, la variation en énergie des électrons et l'émittance du faisceau ont été minimisées. En 2003, le LANL a ajouté un second axe de radiographie nommé DARHT-II [38] et positionné perpendiculairement à DARHT-I. DARHT-II est un axe de radiographie multi-temps qui génère jusqu'à 4 impulsions X spécifiquement adaptées à la radiographie éclair. L'accélérateur à induction délivre un faisceau d'électrons de 18,4 *MeV* et 2 *kA*, avec une durée d'impulsion très longue de 1600 *ns*. Un système rapide appelé "kicker" est utilisé à la fin de l'accélérateur, permettant de découper le faisceau de 1600 *ns* en 4 faisceaux d'électrons de moins de 100 *ns* qui sont ensuite convertis en rayons X.

En 1989, l'institut de physique des fluides de l'académie chinoise d'ingénierie physique a construit son premier accélérateur à induction générant un faisceau d'électrons de 1,5 *MeV* et 3 *kA* d'une durée d'impulsion de 90 *ns* [39]. Aujourd'hui, la Chine dispose de deux machines opérationnelles de radiographie éclair, nommées DRAGON-I et DRAGON-II. La machine simple temps DRAGON-I

(20 MeV, 2,5 kA, 70 ns) a été mise en service en 2003 [39]. La machine DRAGON-II a été mise en service en 2015. C'est une machine multi-temps fonctionnant dans le régime du MHz et produisant trois impulsions distinctes. Ses caractéristiques sont les suivantes : 19 MeV, 2,1 kA, avec des durées pour les 3 impulsions de 65 ns, 65 ns et 75 ns [41].

Enfin, en France, les développements technologiques débutent au milieu des années 80 lorsque la DAM s'intéresse à la physique du laser à électrons libres en mettant au point deux accélérateurs dont un basé sur la technologie des accélérateurs linéaires à induction [42]. Il s'agit de l'accélérateur à induction LELIA (3 MeV, 1 kA, 80 ns) installé au CEA CESTA et fonctionnant à une fréquence de 1 kHz [43].

En 1996, la DAM lance le projet AIRIX (Accélérateur à Induction de Radiographie par Imagerie X) dans le cadre du programme Simulation afin de disposer d'une machine de radiographie éclair basée sur la technologie des LIA pour valider les modèles utilisés dans le standard de garantie des armes nucléaires. En 1998, la DAM met en service le Prototype d'Installation pour Valider l'Accélérateur à Induction de Radiographie nommé PIVAIR de caractéristiques 8 MeV, 3,5 kA et 80 ns [44].

En décembre 1999, la DAM met en service l'accélérateur AIRIX (19,2 MeV, 2 kA, 80 ns) sur le site du Polygone d'Expérimentation de Moronvilliers (PEM) [45]. Après douze ans d'exploitation, l'installation AIRIX est arrêtée. La machine de radiographie est transférée dans l'installation Epure au CEA Valduc constituant le premier axe de radiographie de la nouvelle installation.



Figure 1-4 Photographie de l'installation EPURE [46].

L'installation Epure (Figure 1-4) est opérationnelle depuis septembre 2014 [5] avec un axe de radiographie conformément au traité de défense franco-britannique Teutatès.

Depuis 2022, deux nouvelles machines de radiographie sont en cours de mise en service sur l'installation Epure. La première se nomme MERLIN basée sur la technologie des IVA [7] et MCH3, un accélérateur à induction technologiquement proche du premier axe radiographique. La configuration des 3 axes de l'installation Epure est représentée sur la Figure 1-5. A terme, l'installation Epure sera l'unique installation au monde constituée de 3 axes de radiographie éclair permettant de visualiser un objet sous différents angles à différents instants ou simultanément.

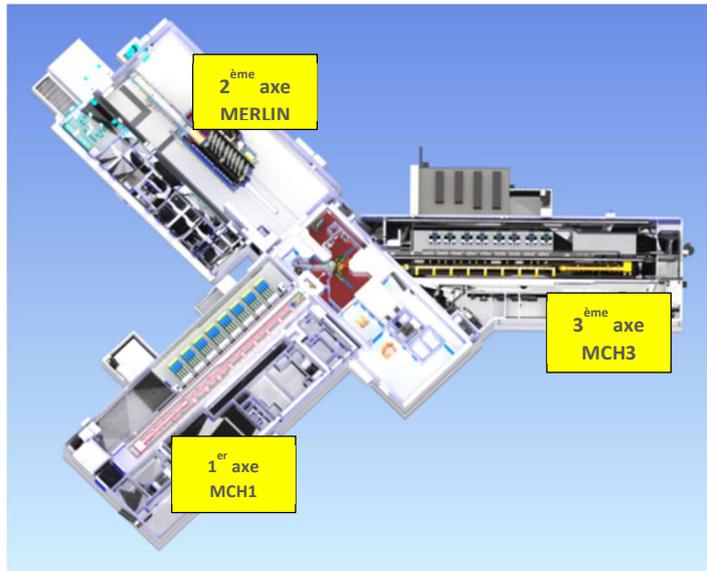


Figure 1-5 Configuration 3 axes de l'installation Epure.

Dans ces travaux de thèse, les études se focalisent sur le troisième axe radiographique MCH3 de l'installation Epure mis en service en 2022 et 2023.

4. L'accélérateur linéaire à induction MCH3

Le troisième axe radiographique de l'installation Epure, MCH3, mis en service en 2023 est basé sur la même technologie que le premier axe radiographique AIRIX.

La Figure 1-6 montre une photographie de MCH3 lors de sa mise en service. On y distingue l'injecteur de couleur vert pastel en bas à droite et les cellules accélératrices alimentées par les câbles haute tension (HT) en rouge.

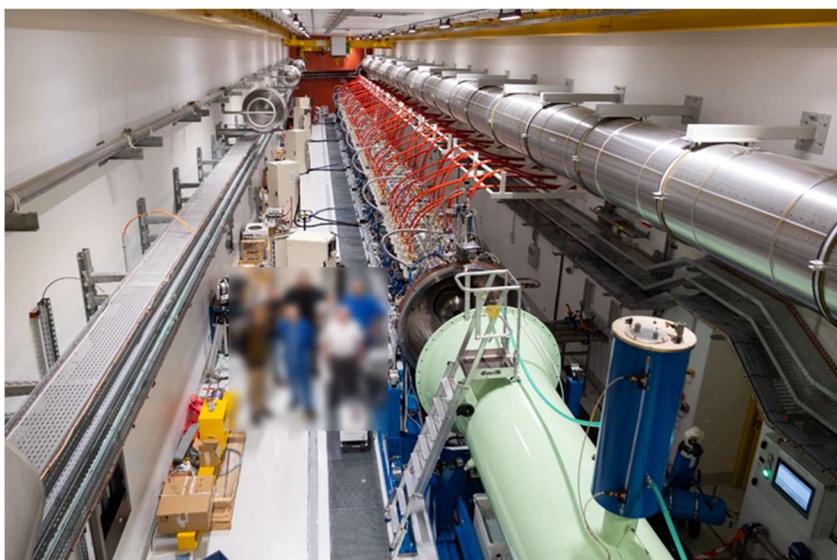


Figure 1-6 Photographie de l'accélérateur MCH3.

La description et le fonctionnement de MCH3 sont alors présentés dans la première partie. Ensuite, les instabilités présentes dans l'accélérateur seront brièvement décrites.

4.1. Fonctionnement de l'accélérateur MCH3

Schématiquement, le transport du faisceau d'électrons au sein de l'accélérateur se déroule de façon découpée en trois étapes : la création du faisceau, son accélération et sa conversion en rayonnement X.

La Figure 1-7 illustre les trois éléments permettant de réaliser ces étapes lors du transport du faisceau d'électrons : un injecteur, une ligne accélératrice et une zone de glissement et de focalisation.

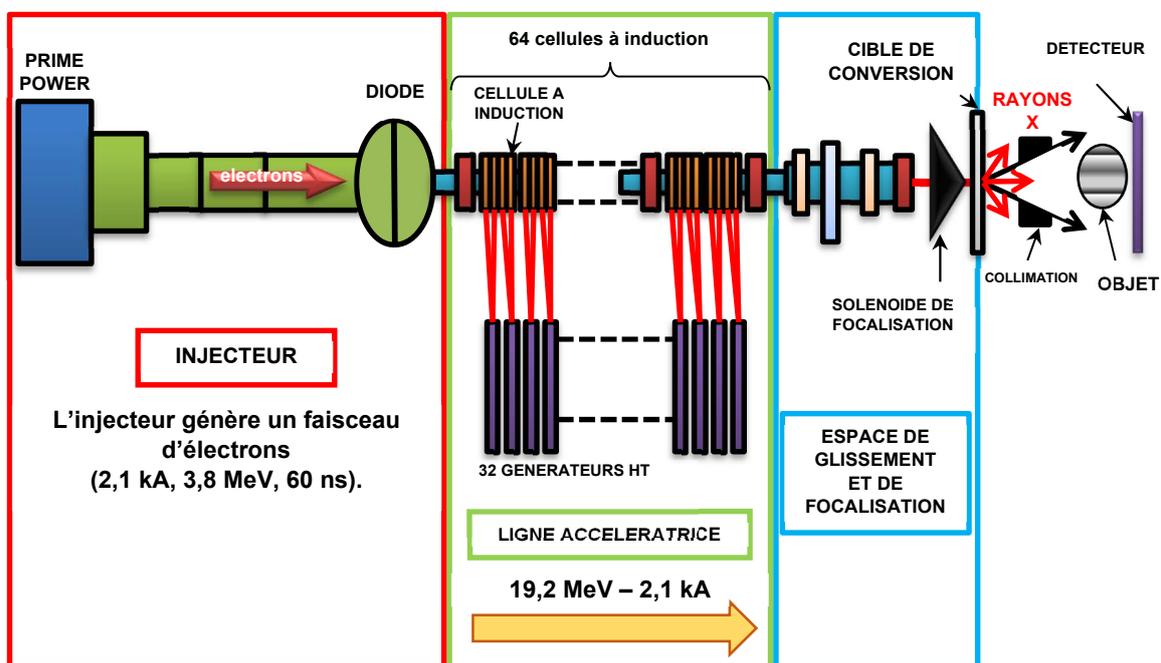


Figure 1-7 Schéma de principe de l'accélérateur MCH3.

L'injecteur (encadré rouge de la Figure 1-7) génère une impulsion d'électrons de 60 ns d'une énergie d'environ 3,8 MeV et d'une intensité autour de 2 kA. Le paragraphe 4.1.1 décrit plus en détails l'émission du faisceau d'électrons dans l'injecteur. Remarquons ici que c'est l'injecteur qui impose principalement l'aspect temporel de la radiographie éclair.

Ensuite, le faisceau est accéléré dans la ligne accélératrice (encadré vert de la Figure 1-7) à travers 64 cellules à induction communiquant chacune 240 keV au faisceau d'électrons pour atteindre une énergie finale d'environ 19,2 MeV. Pendant l'accélération, des champs magnétiques statiques générés par des solénoïdes et des déviateurs sont utilisés pour régler et centrer le faisceau lors de son transport dans la machine. La ligne accélératrice est détaillée plus précisément dans le paragraphe 4.1.2.

Enfin, l'espace de glissement et de focalisation (EGF) permet d'amener le faisceau sur une petite surface de la cible de tantale où l'énergie du faisceau est convertie en rayons X telle que décrit dans le paragraphe 4.1.3.

4.1.1. L'injecteur

L'injecteur consiste en un générateur de haute puissance pulsée qui, en créant une impulsion de tension, permet l'extraction des électrons dans une diode. Aux bornes de la diode, l'impulsion délivrée est d'environ $-3,8\text{ MV}$, 2 kA et une largeur à mi-hauteur de 95 ns . Cette impulsion possède une dispersion en énergie de 1% sur un plateau de 55 ns . Le potentiel négatif est appliqué à la cathode et l'anode creuse est à la masse. Les électrons sont extraits dans la diode en utilisant une cathode diélectrique en tissu de viscose synthétique (velours) [47]. Une description plus complète du fonctionnement de l'injecteur et de l'émission des électrons à la cathode est faite dans la thèse de Jérémie-Marie Plewa réalisée de 2015 à 2018 au sein du Laboratoire Electrotechnique Radiographie Rayonnements (LE2R) du CEA Gramat en partenariat avec le Laboratoire Plasma et Conversion d'Énergie (LAPLACE) de l'université de Toulouse [32].

Le faisceau d'électrons se propage dans l'Espace de Glissement Intermédiaire (EGI) correspondant à l'espace entre le solénoïde d'extraction et la première cellule de la ligne accélératrice. Le solénoïde dit d'extraction est utilisé afin de maîtriser l'expansion radiale du faisceau due aux champs électromagnétiques auto-induits.

4.1.2. La ligne accélératrice

Le faisceau est injecté dans la ligne accélératrice constituée de 8 modules. Chaque module correspond à deux blocs et chaque bloc est constitué de quatre cellules à induction. La ligne accélératrice est alors une succession de 64 cellules à induction identiques alimentées par un total de 32 générateurs HT. Chacun des générateurs HT alimente deux cellules à induction à l'aide de câbles HT en deux points diamétralement opposés. Le faisceau injecté à $3,8\text{ MeV}$ gagne progressivement de l'énergie par palier de 240 keV jusqu'à atteindre $19,2\text{ MeV}$. De plus, les solénoïdes intégrés dans les cellules permettent d'assurer un transport optimal du faisceau d'électrons.

La Figure 1-8 montre une photographie (à gauche) et le schéma (à droite) d'une cellule à induction.

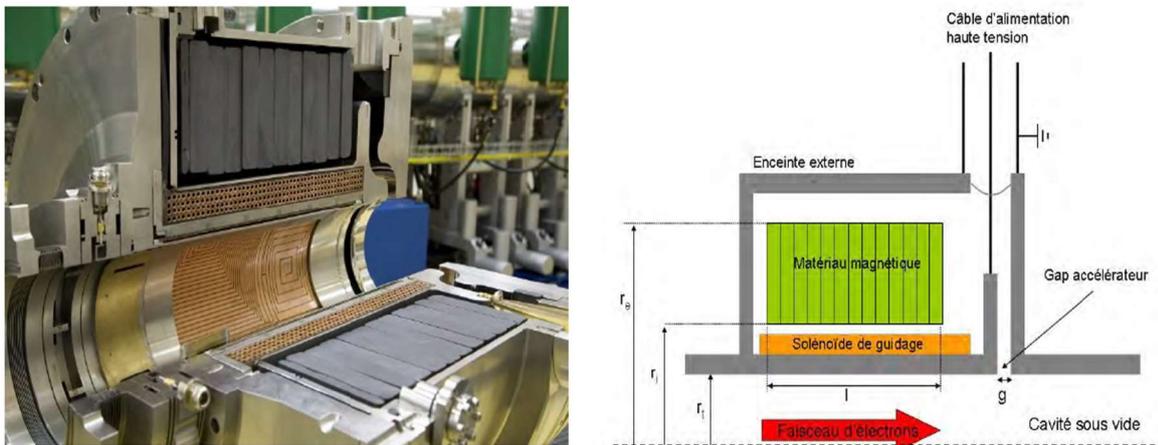


Figure 1-8 Photographie d'une cellule à induction ouverte (à gauche) et schéma de la cellule à induction (à droite) [32].

Les cellules à induction sont maintenues à un niveau de vide de l'ordre de 10^{-6} mbar, grâce à la présence d'une cellule de pompage toutes les huit cellules à induction, pour permettre le passage des électrons. Les cellules assurent l'accélération du faisceau en établissant une tension accélératrice impulsienne de 240 kV sur le plateau de 60 ns avec une stabilité de ± 1 % et le guidage du faisceau en imposant dans le tube accélérateur des champs magnétiques axiaux et transverses respectivement de 1600 G et 4 G maximum.

La cellule accélératrice est constituée d'une enceinte métallique toroïdale enfermant plusieurs tores magnétiques en ferrite. L'enveloppe métallique est conçue de manière à créer un espace (ou gap accélérateur) aux bornes duquel apparaît la tension accélératrice fournie par un générateur d'impulsion. Les champs de guidage sont produits par un ensemble de guidage cylindrique constitué d'un solénoïde pour le champ axial et de quatre circuits imprimés pour les champs transverses. Cet ensemble est inséré à l'intérieur de la cellule autour du tube accélérateur.

4.1.3. L'espace de glissement et de focalisation

A la fin de la ligne accélératrice, après une zone de quasi vol libre, le faisceau est focalisé par un champ magnétique de quelques milliers de Gauss sur une cible métallique de conversion en tantale permettant de produire le rayonnement de freinage et d'écouler les charges. La zone du convertisseur est équipée d'un barillet avec plusieurs cibles afin de réaliser plusieurs flashes sans avoir à briser le vide de l'accélérateur. Les débris issus de la détente hydrodynamique de la cible sont arrêtés par un système anti-débris (SAD) dont le temps d'obturation ainsi que la vitesse des débris dimensionnent la longueur de l'EGF. Le SAD correspond à deux disques couplés mécaniquement et entraînés par un même moteur au sein desquels le faisceau électronique ne peut se propager que lorsque les orifices des disques tournants sont alignés

Afin d'atteindre les performances radiographiques requises, il est nécessaire de maîtriser les phénomènes qui peuvent dégrader la qualité du faisceau d'électrons et donc potentiellement la qualité de la radiographie finale. L'émittance est une propriété fondamentale du faisceau qui doit être minimisée lors de la production du faisceau et contrôlée lors de sa propagation dans la ligne accélératrice afin de ne pas dégrader la tache focale finale [18].

Des phénomènes physiques lors du transport du faisceau dans l'accélérateur tels que les instabilités du faisceau peuvent notamment dégrader l'émittance du faisceau. Elles sont brièvement décrites dans la partie finale de chapitre.

4.2. Description des instabilités

Dans un LIA, des instabilités peuvent affecter le transport du faisceau d'électrons et par conséquent le fonctionnement de l'accélérateur linéaire à induction. Les instabilités présentes au sein d'un LIA sont le Beam Break-Up (BBU), Image Displacement Instability (IDI), Diocotron, Resistive Wall, Ion Hose et Parametric Envelope. Le Mouvement Corkscrew n'est pas à proprement parlé une instabilité mais est souvent intégré à l'étude des instabilités car il peut participer à la dégradation de la qualité du faisceau. Les instabilités Ion Hose et Resistive Wall sont généralement insignifiantes pour les impulsions courtes tel que le cas d'étude de cette thèse mais peuvent devenir problématiques dans un mode multi-impulsions.

Cette partie propose une brève description de ces instabilités. Le lecteur pourra se référer à la littérature associée pour plus de détails [48].

Dans un LIA, l'instabilité Beam Break-Up (BBU) est l'instabilité prépondérante [19][49][50]. Cette instabilité provient de l'interaction d'un faisceau d'électrons avec les modes électromagnétiques des cavités accélératrices des cellules à induction. Elle peut dans le pire des cas détruire le faisceau mais produit essentiellement un mouvement important du barycentre des charges (centroïde) du faisceau qui affecte la tache focale finale. C'est particulièrement problématique car elle s'étend sur toute la durée de l'impulsion. Lors du transport du faisceau d'électrons dans un LIA, la croissance du BBU est contrôlée par l'utilisation de champs magnétiques solénoïdaux forts et un maintien du faisceau centré sur l'axe mécanique de l'accélérateur.

Le phénomène connu sous le nom de mouvement « Corkscrew » [51], ou « tire-bouchon » en français, découle de l'interaction entre les fluctuations d'énergie du faisceau d'électrons et les perturbations magnétiques induites par le désalignement accidentel des solénoïdes. Ce mouvement est réduit dès la conception du LIA : des procédures strictes d'alignement sont réalisées et la dispersion en énergie du faisceau est minimisée. De plus, des déviateurs magnétiques sont intégrés dans les cellules à induction afin de centrer le faisceau pour minimiser l'effet du mouvement Corkscrew. Dans un LIA, bien que le mouvement Corkscrew augmente linéairement avec le champ magnétique, la stratégie adoptée est d'augmenter le champ magnétique afin de diminuer le BBU exponentiellement.

L'IDI provient également d'un léger décentrement du faisceau interagissant avec la cavité d'une cellule à induction [52][53][54]. Elle résulte d'un déséquilibre entre les forces magnétiques et électriques qui surgit lorsque le faisceau d'électrons se propage près d'une discontinuité d'une surface conductrice, ce qui se produit dans le cas d'un gap accélérateur. L'IDI ne présentant pas de dépendance en fréquence, elle possède un seuil de stabilité. Le faisceau reste stable si le champ magnétique excède une valeur minimale B_{min} , mesurée en kG , fonction de l'énergie et du courant du faisceau ainsi que de la géométrie de l'accélérateur [4] :

$$B_{min} > \frac{1}{r_{tube}} \sqrt{\frac{1,36 \gamma g I}{l}} \quad (1.5)$$

Avec γ le facteur de Lorentz, g la largeur du gap, I le courant du faisceau en kA , l l'espacement entre deux gaps et r_{tube} le rayon du tube en cm .

L'instabilité dénommée « Ion Hose » [55][56] provient de l'ionisation du gaz résiduel par le faisceau d'électrons. Lors de cette interaction, des électrons secondaires générés sont expulsés rapidement en raison de la charge d'espace portée par le faisceau. Ce processus crée un canal de charges positives qui, à leur tour, exercent une attraction sur le faisceau d'électrons. Ce phénomène induit alors une oscillation du faisceau autour de la position du canal. De manière similaire, les électrons du faisceau vont attirer les ions, ce qui entraîne également leur oscillation autour du faisceau. Étant donné la grande disparité de masse entre les électrons et les ions, leurs oscillations sont déphasées et l'amplitude de ces mouvements augmente progressivement. Cette instabilité se produit

essentiellement pour les accélérateurs à induction produisant des impulsions de l'ordre de la microseconde ou générant des multi-impulsions. Cela s'explique par les temps longs de recombinaison des ions générés. Afin de maîtriser cette instabilité dans les LIA, il est impératif de maintenir un vide poussé (typiquement $< 10^{-7}$ Torr) limitant ainsi la présence de gaz résiduel.

L'instabilité Resistive Wall [57][58][59][60] est le résultat de l'interaction entre la force de Lorentz et le faisceau, induite par la charge et le courant image du faisceau circulant dans le tube conducteur de l'accélérateur. Si le tube est parfaitement conducteur, la charge image du faisceau engendre une force électrique qui attire le faisceau vers le tube, tandis que le courant image suscite une force magnétique repoussant le faisceau du tube. Pour les faisceaux relativistes tels que ceux présents dans les LIA, ces forces se neutralisent quasiment en $1/\gamma^2$ et engendrent une force attractive. En pratique, le tube n'est pas parfaitement conducteur, le champ magnétique se diffuse alors proportionnellement à la conductivité du tube sur une échelle de temps donnée. Au fil du temps, cette diffusion réduit la force magnétique, ce qui entraîne une progression de l'attraction du faisceau vers le tube. Si la durée temporelle du faisceau excède l'échelle caractéristique de temps, cela induit un mouvement significatif entre le début et la fin du faisceau. Dans les accélérateurs à induction, l'introduction de champs magnétiques externes, souvent importants, complexifie cette description élémentaire. Cette instabilité se révèle problématique principalement pour les accélérateurs à induction générant des impulsions de l'ordre de la microseconde. Des études récentes ont indiqué que cette instabilité peut également apparaître dans des accélérateurs multi-temps [61]. En pratique dans un LIA, l'utilisation de champs magnétiques externes d'une intensité suffisante ne supprime pas cette instabilité, mais parvient à limiter son augmentation à un niveau acceptable.

L'enveloppe du faisceau oscille pendant son transport dans le LIA quand l'enveloppe du faisceau connaît une légère désadaptation. Dans certaines conditions, lorsque le faisceau se déplace dans un champ magnétique soumis à une modulation périodique, cela peut déclencher une amplification paramétrique des oscillations de l'enveloppe, cette instabilité est appelée Parametric Envelope [62]. Des études ont mis en évidence que cette instabilité peut engendrer la formation d'un halo ainsi qu'un accroissement de l'émittance du faisceau [63]. Cette instabilité pose surtout problème pour les faisceaux de faibles énergies. Dans un LIA destiné à la radiographie éclair, cette instabilité apparaît pour des faisceaux à basse énergie afin de radiographier des objets peu denses. Cette configuration expérimentale reste cependant rare.

Enfin, la dernière instabilité majeure présente dans un LIA est l'instabilité appelée « diocotron » [64]. Cette instabilité peut se manifester pendant le transport dans des conditions spécifiques de faisceaux ayant un profil en creux dans des champs magnétiques [65]. Elle peut également contribuer à l'augmentation de l'émittance du faisceau. Cette instabilité présente des similitudes avec l'instabilité Kelvin-Helmholtz observée dans les fluides. La caractéristique centrale de l'instabilité « diocotron » réside dans un paramètre de force désigné par « s », qui quantifie le rapport entre la force de charge d'espace induisant l'instabilité et la force de focalisation magnétique qui la réduit. Les faisceaux ayant un paramètre « s » élevé se révèlent plus concernés par l'instabilité, ce qui signifie que cela concerne particulièrement les faisceaux de haute densité et/ou se déplaçant dans des champs magnétiques de faible intensité. Comme mis en évidence par C. Ekdahl dans son rapport de conception sur la dynamique du faisceau du nouvel accélérateur américain SCORPIUS [48], cette instabilité pose surtout problème dans la plage de basse énergie de l'accélérateur, en particulier au niveau de l'injecteur. Dans

un LIA, la stratégie consiste à utiliser des champs magnétiques suffisamment forts afin prévenir cette instabilité, et également à simuler le dimensionnement de la diode afin d'obtenir un profil acceptable du faisceau.

Ce premier chapitre a permis d'introduire le domaine de la radiographie éclair réalisée grâce à des accélérateurs linéaires à induction. Les grandes caractéristiques ont été présentées et l'accélérateur à induction étudié dans cette thèse, MCH3, a été décrit. La dynamique du faisceau d'électrons présente dans ce type d'accélérateur est alors présentée et sa modélisation explicitée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2 Modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons dans l'accélérateur linéaire à induction MCH3

Ce chapitre présente la modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons au sein du LIA du troisième axe radiographique de l'installation Epure appelé MCH3. Dans ce type d'accélérateur, les faisceaux d'électrons ont des propriétés très spécifiques de par leur intensité et énergie élevées (plusieurs kA et plusieurs MeV) rendant leur description plus complexe par la présence des effets auto-induits. L'objectif de ce travail consiste donc à modéliser de la façon la plus précise la dynamique de ces faisceaux de leur génération au sein de l'injecteur jusqu'à leur focalisation finale juste avant la cible de conversion. Comme explicité dans le chapitre 1, l'injecteur consiste en un générateur de haute puissance pulsée qui permet l'extraction des électrons dans une diode par l'utilisation d'une cathode diélectrique en tissu de viscose synthétique (velours). Les électrons émis sont injectés dans la ligne accélératrice afin d'être transportés et accélérés jusqu'à une énergie finale d'environ $19,2 MeV$. Enfin, la cible de conversion en tantale permet d'avoir une bonne efficacité de conversion des électrons par effet Bremsstrahlung afin de générer les rayons X.

Dans un premier temps, les phénomènes physiques liés au faisceau seront décrits de manière globale afin d'appréhender au mieux les particularités des faisceaux étudiés. Dans un second temps, le développement du simulateur numérique sera abordé pour l'ensemble de l'accélérateur. Ce simulateur agrège les différents modèles numériques et codes développés et/ou utilisés spécifiquement au cours de cette thèse pour décrire la dynamique du faisceau d'électrons dans MCH3 lors de sa mise en service réalisée sur la période 2022-2023. Enfin, la dernière partie de ce chapitre présente les comparaisons inter-codes réalisées sur un cas spécifique à MCH3 dit de référence entre les différents codes et modèles permettant d'évaluer numériquement la pertinence de certaines hypothèses physiques réalisées.

1. Généralités

Dans cette première partie, les grandes caractéristiques du faisceau d'électrons présent dans un accélérateur linéaire à induction sont décrites.

Afin d'étudier la dynamique du faisceau d'électrons, il convient de représenter le faisceau dans des systèmes simplifiés. La Figure 2-1(a) illustre la représentation du faisceau d'électrons comme un faisceau cylindrique axisymétrique se propageant le long de la ligne accélératrice de rayon r_{tube} selon l'axe z . Cette représentation du faisceau peut être considérée comme une vue de profil du faisceau et permet d'étudier notamment la focalisation du faisceau par le biais de l'étude de son rayon d'enveloppe R_{env} explicitée dans le paragraphe 2.2.2.2. Une deuxième représentation du faisceau est nécessaire pour étudier la dynamique du faisceau d'électrons. Lors de son transport, le faisceau admet également un mouvement en x et en y . Ce mouvement est alors modélisé, dans un système de coordonnées cartésiennes (x, y, z) , par l'étude du barycentre des charges (Figure 2-1(b)), aussi appelé centroïde qui est détaillé dans le paragraphe 2.2.2.3. La Figure 2-1(b) montre la représentation du barycentre des charges sur une vue de face du faisceau. Dans cet exemple, le faisceau est décentré à la fois en x et en y .

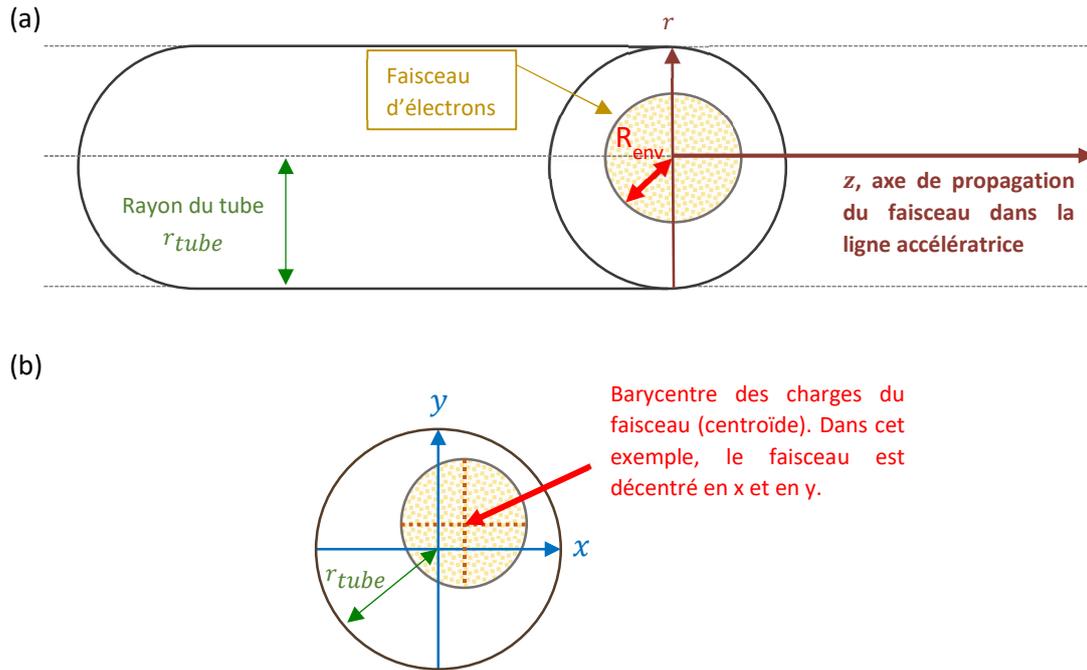


Figure 2-1 Représentations simplifiées du faisceau d'électrons pour l'étude de sa dynamique. (a) Etude du faisceau dans un système cylindrique ; vue de profil du faisceau. (b) Etude du faisceau dans un système cartésien ; vue de face du faisceau.

Ensuite, le faisceau de particules chargées d'un accélérateur à induction est constitué d'électrons ultra relativistes. Ce faisceau d'électrons possède une énergie cinétique de plusieurs MeV (typiquement entre 4 et 19,2 MeV). Pour ce faisceau relativiste d'électrons, le facteur de Lorentz γ est défini [66] tel que :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.1)$$

avec $\beta = v/c$ qui est le rapport de la vitesse des particules sur la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour des énergies de quelques MeV , comme la masse des électrons est faible, le faisceau atteint des vitesses importantes et son γ est alors élevé. De plus, le faisceau est particulièrement intense : typiquement 2 kA . Dans un faisceau avec de telles caractéristiques, les forces auto-induites générées par le faisceau jouent un rôle important dans sa dynamique ce qui rend son étude plus complexe.

Dans l'ouvrage de référence *Charged Particle Beams* [67], S. Humphries propose une description des forces générées par le faisceau dont les principales conclusions sont exposées ci-dessous. Les expressions des champs électrique et magnétique générés par le faisceau paraxial sont déterminées par une représentation cylindrique du faisceau possédant une symétrie azimutale. Ces hypothèses sont justifiées dans le cas d'un faisceau typique produit dans nos LIA.

Pour une densité $n(r)$ du faisceau variant le long de la coordonnée radiale r dans un repère de coordonnées cylindriques, les champs auto-générés par le faisceau sont alors donnés par les expressions ci-dessous.

Le champ électrique radial est défini tel que :

$$E_r(r) = \frac{q}{2\pi\epsilon_0 r} \int_0^r 2\pi r' dr' n(r') \quad (2.2)$$

Le champ magnétique azimuthal auto-généré est défini tel que:

$$B_\theta(r) = \frac{qv_z\mu_0}{2\pi r} \int_0^r 2\pi r' dr' n(r') \quad (2.3)$$

avec q la charge élémentaire d'un électron en C , ϵ_0 la permittivité du vide en $F.m^{-1}$, v_z la vitesse de l'électron en $m.s^{-1}$, μ_0 la perméabilité du vide en $H.m^{-1}$ et $\beta = v_z/c$.

Les champs auto-générés par un faisceau paraxial sont alors liés par la relation :

$$B_\theta = (\beta/c)E_r \quad (2.4)$$

Finalement, les forces transverses d'un faisceau paraxial sont définies telles que :

$$F_r(\text{magnétique}) = -\beta^2 F_r(\text{électrique}) \quad (2.5)$$

Ces formules mettent en évidence que le champ électrique radial E_r provoque une force répulsive sur les électrons du faisceau tandis que le champ magnétique azimuthal B_θ focalise les électrons du faisceau. L'équation (2.4) met en évidence que la force électrique répulsive du faisceau est pratiquement toujours plus importante que la force magnétique focalisatrice. La force de charge d'espace est définie comme la somme de ces deux forces. Afin de réduire la défocalisation du faisceau due à cette force, des solénoïdes de focalisation sont utilisés afin de créer une force magnétique focalisatrice supplémentaire permettant de maîtriser la dimension radiale du faisceau. Au sein du LIA, le faisceau relativiste d'électrons peut alors se propager malgré son fort courant. De plus, le faisceau d'électrons est accéléré au cours de sa propagation dans la ligne accélératrice, ainsi sa vitesse v augmente et se rapproche de plus en plus de c , donc la force de charge d'espace est de plus en plus réduite (équation (2.5)). Pour cette raison, le faisceau d'électrons devient plus facile à transporter vers la fin de la machine.

Enfin, lors de l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons au sein d'un LIA, il est primordial d'étudier l'émittance du faisceau caractérisant le degré de désordre des électrons. Comme évoqué dans le Chapitre 1, l'émittance a un impact direct sur la qualité de la tache focale obtenue (au moment de la focalisation dans le dernier solénoïde). Elle doit alors être minimisée dès le départ et il faut veiller à contrôler son évolution, notamment à ce que son accroissement soit le plus faible possible lors du transport du faisceau d'électrons dans la machine.

Les explications ci-après peuvent être trouvées plus en détails à la Section 3 de l'ouvrage de référence de M. Rieser [68]. Les particules possèdent une distribution, correspondant à l'aire d'une forme elliptique selon un axe oblique, dans l'espace des phases r, r' illustrée dans la Figure 2-2. Cette distribution est une distribution *de type K-V*, telle que définie par Kapchinsky et Vladimisky en 1959 [69], car elle vérifie les propriétés du faisceau décrites dans le premier paragraphe de cette partie, c'est-à-dire un mouvement paraxial pour un faisceau uniforme. La distribution, à une position z donnée, est définie par deux dimensions : le déplacement par rapport à l'axe de propagation r et la divergence angulaire (l'angle par rapport à l'axe de propagation) $r' = dr/dz$ (Figure 2-2).

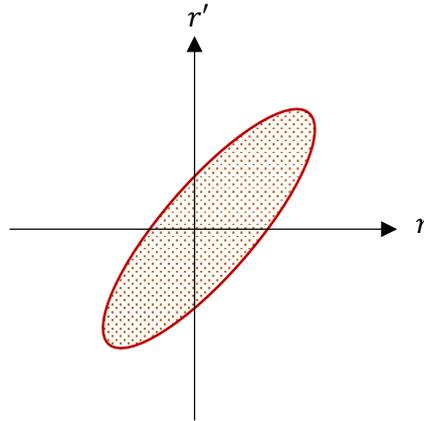


Figure 2-2 Exemple d'une distribution des particules dans l'espace des phases r, r' .

Dans cet espace des phases r, r' , l'émittance transverse est utilisée afin de caractériser la dispersion de la distribution du faisceau c'est-à-dire la dispersion des impulsions transverses à la direction de propagation du faisceau des particules en fonction de leur position radiale. L'émittance transverse *root mean square (rms)* ε_r , notion explicitée pour la première fois en 1971 par Lapostolle [70], est alors utilisée et définie en coordonnées cylindriques telle que :

$$\varepsilon_r = 2 \sqrt{r^2 \left[\left(\frac{p_r}{p_z} \right)^2 + \left(\frac{p_\theta}{p_z} \right)^2 \right] - \left(r \frac{p_r}{p_z} \right)^2 - \left(r \frac{p_\theta}{p_z} \right)^2} \quad (2.6)$$

Avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ le rayon et $p_r = p_x \cos\theta + p_y \sin\theta$ et $p_\theta = -p_x \sin\theta + p_y \cos\theta$ respectivement les impulsions radiale et azimutale.

Cette définition de l'émittance est une mesure statistique de l'émittance du faisceau. De façon plus générale, l'émittance peut être définie par l'aire *rms* A de l'espace des phases considéré telle que :

$$\varepsilon = \frac{A}{\pi} \quad (2.7)$$

Cette aire A de l'espace des phases est, par le théorème de Liouville, inversement proportionnelle au facteur $\gamma\beta m_e c$. L'émittance transverse subit alors les mêmes variations que cette aire. Dans le cas d'un accélérateur à induction, le faisceau d'électrons est accéléré donc l'énergie cinétique moyenne des particules du faisceau n'est plus constante ($\beta\gamma \neq 0$) ; l'émittance décroît alors avec l'augmentation de l'énergie cinétique moyenne du faisceau.

L'émittance n'étant plus constante, la notion d'émittance normalisée ε_n , indépendante de l'accélération du faisceau, est alors introduite :

$$\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon_r \quad (2.8)$$

Cette émittance normalisée *rms* reflète alors uniquement les changements liés à une dégradation de la qualité du faisceau. Il est important de préciser que cette émittance demeure constante, selon le théorème de Liouville, si toutes les forces agissant sur le faisceau sont linéaires avec le rayon [71]. Un accroissement de l'émittance normalisée reste toutefois possible si des effets non linéaires sont présents et causent alors une détérioration de la qualité du faisceau. L'invariance de l'émittance normalisée n'est alors plus une hypothèse valable.

Les grandes caractéristiques du faisceau d'électrons au sein d'un accélérateur linéaire à induction ont été introduites. Afin d'étudier les caractéristiques du faisceau d'électrons présentées dans cette partie, plusieurs modèles ont été développés puis utilisés au sein de différents codes. Ces modèles et codes constituent le simulateur numérique qui est décrit dans la partie suivante.

2. Développement du simulateur numérique

Comme évoqué dans le chapitre 1, le faisceau d'électrons est transporté depuis la cathode, au sein de l'injecteur, jusqu'à la cible de conversion. La problématique de la modélisation du transport dans l'injecteur a été abordée lors de la thèse de J.M. Plewa au sein du laboratoire [32]. Le modèle de simulation développé ainsi que les expérimentations réalisées sur MCH1 de l'installation Epure ont permis notamment d'être prédictif sur les propriétés du faisceau en sortie d'injecteur [72]. Les travaux menés pendant ma thèse se concentrent sur l'étude de la dynamique du faisceau depuis l'injecteur jusqu'à la cible de conversion. La problématique de la cible, et plus spécifiquement de l'interaction du faisceau avec cette dernière, est traitée par l'équipe de Claude Fourment au CEA/CESTA [9].

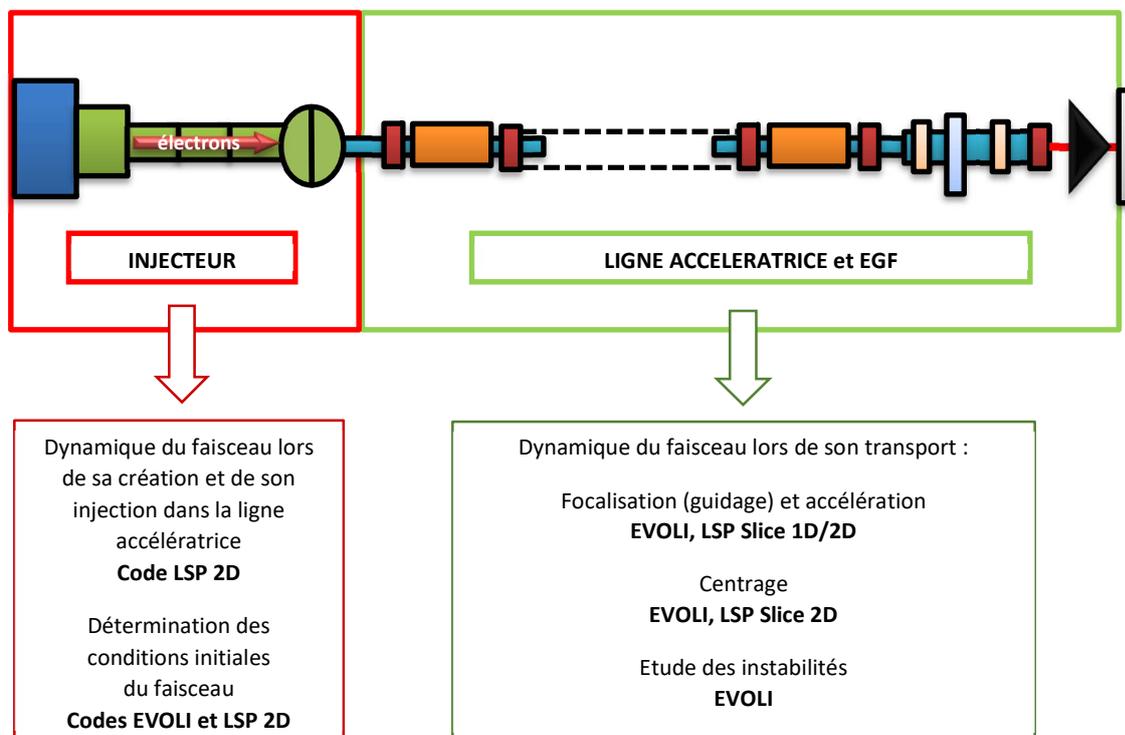


Figure 2-3 Description globale et schématique des différentes parties de l'accélérateur, des phénomènes physiques qui y sont mis en jeu ainsi que les codes utilisés ou développés pour les étudier.

La Figure 2-3 présente une vue globale et schématique des différentes parties de l'accélérateur (décrites en détails dans le chapitre 1), des phénomènes physiques qui y sont mis en jeu ainsi que les codes utilisés ou développés pour les étudier. Cet ensemble de codes et de modèles est appelé le simulateur numérique. La Figure 2-3 met alors en évidence que l'étude de la dynamique du faisceau est réalisée par partie grâce à différents codes.

Dans un premier temps, la dynamique du faisceau d'électrons dans l'injecteur (encadré rouge dans la Figure 2-3) est modélisée. Afin d'étudier la dynamique du faisceau d'électrons lors de sa génération par la diode et son injection dans l'Espace de Glissement Intermédiaire (EGI), le code Large Scale Plasma (LSP) 2D [73] est utilisé. Ce modèle particulière de type *Particle-In-Cell* (PIC) permet le calcul explicite de toutes les forces s'appliquant sur les électrons du faisceau par la résolution des équations de Maxwell et du mouvement. La méthode PIC est explicitée dans la partie 2.2.1.1. De plus, les conditions initiales du faisceau (dimension, divergence, ...) sont déterminées au sein de l'injecteur. Cette détermination reposant essentiellement sur des mesures expérimentales, elle sera décrite dans la première partie du chapitre 3 page 71.

Bien que l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons dans un accélérateur linéaire à induction soit réalisée par parties, il existe un lien entre les codes numériques de l'injecteur et de la ligne accélératrice. A partir d'une simulation LSP 2D de l'injecteur, les conditions initiales du faisceau peuvent être extraites à une position z donnée. Ces conditions initiales sont nécessaires au code de transport EVOLI développé pendant ma thèse afin d'initialiser le faisceau d'électrons transporté au sein de la ligne accélératrice et l'EGF. De plus, nous verrons dans la troisième partie de ce chapitre page 51 que le code PIC-Slice est initialisé à partir de simulations réalisées également avec le code de transport EVOLI. Les différents modèles utilisés ou développés sont alors fortement couplés.

Ensuite, la dynamique du faisceau d'électrons lors de son transport dans la ligne accélératrice et l'EGF est modélisée par différents codes selon les phénomènes physiques étudiés (encadré vert de la Figure 2-3).

Contrairement à l'injecteur, le code LSP 2D n'est pas utilisé sur l'ensemble de l'accélérateur car actuellement la simulation diverge numériquement pour des distances supérieures à plusieurs mètres (voir 2.2.1.1). Les modèles particuliers étant nécessaires pour notamment étudier le phénomène d'accroissement de l'émittance normalisée du faisceau (expliquée dans la partie 1 page 23) et l'évolution des profils du faisceau, le code PIC « réduit » LSP-Slice a donc été développé [25] afin de surmonter cette difficulté numérique. Dans LSP-Slice, une unique tranche du faisceau est modélisée et les particules sont avancées le long de la coordonnée axiale z , l'axe de propagation du faisceau au sein de l'accélérateur. Les champs magnétiques sont résolus sur une grille transverse se déplaçant avec la tranche du faisceau. Deux modèles, 1D radial et 2D cartésien, sont disponibles ; le second a l'avantage de permettre l'étude de l'évolution du barycentre du centroïde en x et en y le long de la ligne accélératrice et de l'EGF. L'algorithme LSP-Slice est décrit plus en détails dans la partie 2.2.1.2.

Le code de transport EVOLI (EVOLution des Instabilités) développé dans le cadre de mes travaux de thèse permet d'étudier la dynamique du faisceau lors de son transport dans la ligne accélératrice et l'EGF. Il repose sur le formalisme de l'enveloppe [74] afin d'étudier l'évolution du rayon r_{ms} du faisceau au cours de son transport et intègre également l'évolution du barycentre des charges en x et en y . Dans ce code de transport, l'émittance normalisée est supposée constante. Pour cette raison, le modèle particulière s'avère un complément indispensable afin d'étudier l'accroissement d'émittance

pouvant être induit par la présence de forces non linéaires dans l'accélérateur. Le développement du code et les formalismes sur lesquels il repose sont présentés dans la partie 2.2.2.

Bien que les différents codes soient décrits dans la suite de ce chapitre, les principales propriétés qui diffèrent entre les codes utilisés pour étudier la dynamique du faisceau d'électrons lors de son transport dans la ligne accélératrice et l'EGF sont brièvement exposées dans le Tableau 2-1.

Modèle numérique	EVOLI	Slice 1D	Slice 2D	LSP 2D
Temps de restitution	Quelques secondes	Quelques minutes	Entre 2 et 3 heures	Plusieurs heures
Formalisme	Enveloppe	Particulaire (Particle-in-Cell (PIC))		
Emittance normalisée	Supposée constante	Calculée		
Prédiction du rayon rms	Oui			
Prédiction du centroïde	Oui	Non		Oui
Prédiction du profil	Non	Oui		
Evolution temporelle	Oui*	Oui*		Oui
Prise en compte d'instabilités	Oui	Oui sous conditions		Oui

Tableau 2-1 Comparaison des différents modèles numériques utilisés lors de l'étude la dynamique du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'Espace de Glissement et de Focalisation (*évolution temporelle non directe, approchée par découpage et recollage de disques).

Les différents modèles numériques utilisés prennent en compte une forme d'évolution temporelle. Au sens strict du terme temporel, seul LSP 2D résout temporellement les équations de Maxwell et du mouvement. Cependant, on parle également d'évolution temporelle pour les codes Slice et EVOLI. L'idée pour ces deux codes repose sur le même principe. Le faisceau d'électrons est divisé le long de son impulsion en n tranches à partir du profil du courant du faisceau au cours du temps t . La dynamique du faisceau est étudiée sur chaque tranche en intégrant des aspects du transport dépendant du temps et enfin les tranches sont recollées afin d'obtenir une forme d'évolution temporelle à une position z donnée de l'accélérateur. Ce principe sera détaillé dans la partie 2.2.2.4.

Deuxièmement, les modèles étant résolus en temps, ils peuvent prendre en compte les instabilités présentes au sein de l'accélérateur. Dans cette optique, le code EVOLI a été développé afin de prendre en considération des modèles simplifiés d'instabilités tels que le Beam Break-Up et le mouvement Corkscrew (partie 2.2.2.5 Intégration des instabilités). Ces modèles simplifiés pourront à l'avenir être comparés à des modèles PIC tel que proposé par C. Thoma dans un article paru en 2023 [75].

Enfin, le temps de calcul nécessaire est une propriété importante à prendre en considération lors de l'utilisation des codes. Le code EVOLI prend seulement quelques secondes pour modéliser un transport du faisceau d'électrons sur l'ensemble de l'accélérateur alors que les modèles Slice 1D et 2D ont un temps de calcul respectif de quelques minutes et entre deux et trois heures sur une dizaine de processeurs. Il est évident que le choix du code à utiliser dépend de ce temps de calcul mais aussi des

caractéristiques étudiées. Par exemple, si l'observable à étudier est l'émittance normalisée, le modèle Slice 1D sera privilégié mais si nous nous intéressons à l'évolution du barycentre des charges pour une émittance calculée alors c'est le modèle Slice 2D qui sera utilisé par rapport à EVOLI puisque ce dernier considère l'émittance normalisée constante. En pratique, de par son temps de restitution faible, le code EVOLI a été utilisé de manière intensive lors de la mise en service de MCH3 afin de régler le transport du faisceau.

Comme nous l'avons exposé auparavant, le simulateur numérique est composé de deux grandes parties qui concernent respectivement la zone de l'injecteur ainsi que la ligne accélératrice et l'EGF. Les parties ci-dessous exposent et justifient l'utilisation ou le développement, le cas échéant, des différents modèles et outils permettant l'étude par simulation de la dynamique du faisceau.

2.1. Modélisation de la dynamique au sein de l'injecteur

L'étude des « écoulements » limités par la charge d'espace est un sujet d'intenses recherches depuis les travaux pionniers de Child et Langmuir publiés en 1911 [76][77]. Ces derniers ont mené à la loi, dite de Child-Langmuir, qui donne la densité de courant maximale limitée par la charge d'espace J , pour une diode plane 1D avec une distance anode-cathode d en *cm*, pour une tension V en *volt* et dans le régime non relativiste :

$$J = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e V^{\frac{3}{2}}}{m d^2}} \quad (2.9)$$

Avec ε_0 la permittivité du vide en $F \cdot m^{-1}$, m la masse d'un électron en *kg* et e la charge élémentaire d'un électron en *C*.

Le domaine d'application de cette théorie unidimensionnelle a ensuite été étendu afin d'incorporer d'autres mécanismes physiques, comme par exemple les effets relativistes [78] ou les effets quantiques [79]. En 2001, Lau et collaborateurs proposent une théorie analytique sur l'écoulement limité par la charge d'espace en deux dimensions dans des géométries simples [80]. Ce travail se révèle être en très bon accord avec les résultats de simulation obtenus par Luginsland et collaborateurs en 1996 [81]. En dépit de ces avancées significatives, les codes de simulations multidimensionnels restent aujourd'hui des outils nécessaires afin d'étudier la physique des écoulements limités par la charge d'espace dans des géométries plus complexes, telles que celles des diodes des injecteurs.

La dynamique du faisceau au sein de la diode et de l'EGI est alors simulée à l'aide du code PIC LSP [72]. Le principe de la méthode PIC est exposée dans la partie LSP-Slice 2.2.1.1. Par la suite, la notion d'injecteur fera référence à la diode ainsi qu'à l'EGI. La Figure 2-4 présente un instantané de la simulation de l'injecteur réalisée en 2D axisymétrique en coordonnées cylindriques (r, z) . V_{in} représente la tension d'extraction appliquée à la diode, mesurée expérimentalement par une sonde de champ électrique E-dot au niveau de la partie extérieure de la chambre de la diode. Cette tension est injectée dans la simulation au niveau d'une frontière symbolisée par la flèche rouge. L'encadré vert de la Figure 2-4 montre le profil temporel de la tension V_{in} mesurée aux bornes de la diode et simulée par le code PIC LSP. Ensuite, les électrons sont émis à la cathode à partir d'un plasma

de velours par un modèle dit de « Child-Langmuir » dont le courant est limité par la charge d'espace et dont l'émission débute lorsque la valeur du champ électrique à la surface de la cathode excède un seuil de 20 kV/cm . Le transport du faisceau de la diode vers l'entrée de la ligne accélératrice est assuré par le solénoïde d'extraction intégré à l'anode.

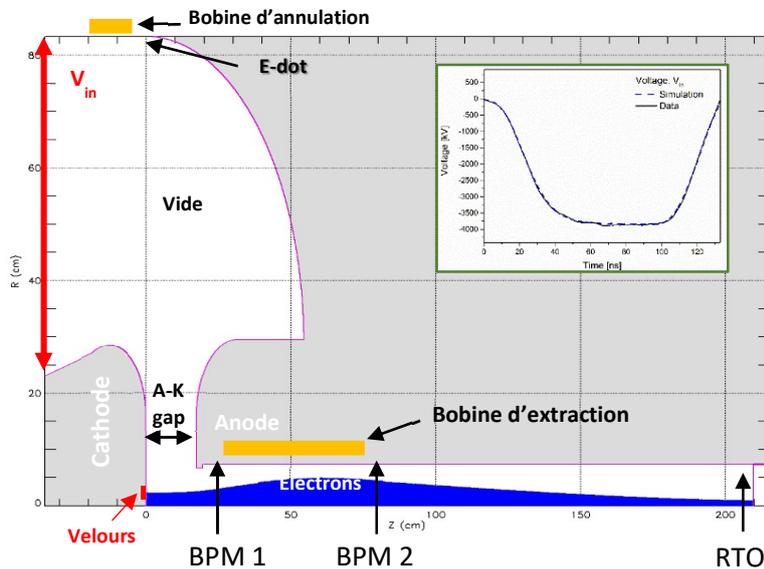


Figure 2-4 Instantané de la simulation de l'injecteur (diode + EGI) obtenu à l'aide du code PIC LSP 2D pendant le plateau de l'impulsion (à $t = 70 \text{ ns}$). L'encadré représente le profil temporel de la tension V_{in} mesuré aux bornes de la diode (courbe noire) et simulé par LSP 2D (courbe bleue en pointillés).

De plus amples détails sur le modèle de l'injecteur peuvent être trouvés dans la thèse de J.M. Plewa [32].

Les travaux réalisés dans le cadre de ma thèse s'intéressent majoritairement à l'étude de la dynamique du faisceau au-delà de l'injecteur, je n'ai pas donc pas utilisé personnellement ce modèle de simulation. En revanche, comme cela sera expliqué par la suite, la détermination des conditions initiales du faisceau réalisée pendant cette thèse est effectuée au sein de l'injecteur. De plus, cette détermination est nécessaire car elle permet d'initialiser les simulations de dynamique du faisceau au-delà de l'injecteur. Elle repose sur la méthode des 3 gradients qui exploite les mesures du profil du faisceau réalisées au niveau du diagnostic mesurant le rayonnement de transition optique (RTO) ou le rayonnement Tcherenkov en fonction de la configuration expérimentale. Le diagnostic RTO positionné à l'interface de l'injecteur et du début de la ligne accélératrice à $z = 209.5 \text{ cm}$ (cf. Figure 2-4). Le principe de fonctionnement de ce diagnostic et la méthode de détermination des conditions initiales du faisceau dans le cadre de la mise en service de troisième axe radiographique de l'installation Epure seront décrits dans le Chapitre 3.

La modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons au sein de l'injecteur a été présentée et est utilisée dans mes travaux de thèse afin d'obtenir les propriétés du faisceau transporté au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF. Les deux parties suivantes sont consacrées à la modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF par l'intermédiaire de deux codes, le code LSP-Slice (page 29) et le code EVOLI (page 34).

2.2. Modélisation de la dynamique au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF

2.2.1. Le code PIC-Slice

Cette première partie décrit le code PIC-Slice. Puisque ce code repose sur le formalisme Particle-In-Cell, la méthode particulaire sera d'abord présentée. Ensuite, le principe de l'algorithme PIC-Slice sera spécifiquement expliqué afin d'établir lors du dernier paragraphe les modèles Slice 1D et 2D utilisés lors de mes travaux de thèse.

2.2.1.1. La méthode PIC

Le faisceau intense d'électrons présent dans un LIA est souvent considéré comme un plasma non neutre de par la dimension collective des effets physiques mis en jeu. Il obéit donc aux mêmes lois physiques que les plasmas. Les méthodes particulaires, telle que la méthode PIC, représentent un outil puissant afin d'étudier la dynamique des plasmas. Le développement de la méthode PIC remonte à la fin des années 50 avec O. Buneman [82] et J. M. Dawson [83] qui ont pour la première fois simulé le mouvement de mille particules en incluant les interactions entre elles. Dans les décennies suivantes, de nombreux scientifiques s'y sont alors intéressés. La méthode PIC a été formellement établie dans les années 70 et 80 avec la parution de l'ouvrage de référence de physique des plasmas de C. K. Birdsall et A. B. Langson [84] dont la description de la méthode PIC ci-après s'inspire. La méthode PIC permet de suivre temporellement et spatialement l'évolution des particules.

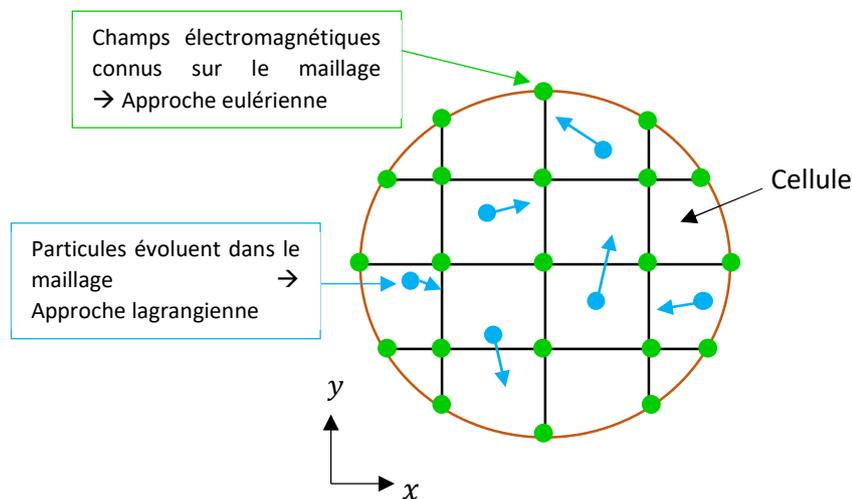


Figure 2-5 Maillage simplifié d'un faisceau de particules chargées. En vert, la position des champs électromagnétiques dans l'espace physique. En bleu, la position des particules dans l'espace physique.

Avant de présenter les grandes étapes de la méthode PIC, il convient de présenter l'espace physique dans lequel la méthode s'applique. La Figure 2-5 montre un maillage simplifié d'un faisceau de particules chargées. Les champs électromagnétiques sont définis sur le maillage au niveau des nœuds. Ces champs étant résolus par la suite sur les nœuds du maillage statique dans l'espace, ils sont alors traités par une approche dite eulérienne. De leur côté, les particules se déplacent de façon continue à l'intérieur des cellules du maillage, d'où le nom de *Particle-In-Cell*. Elles sont définies par une approche

lagrangienne comme elles sont suivies le long de leur trajectoire. La charge transportée lors des expériences de radiographie éclair étant de l'ordre de $100 \mu\text{C}$, le nombre de particules étudiées est très important ($\sim 10^{15}$ électrons). Pour rendre possible la simulation de système aussi complexe et améliorer la vitesse de traitement, les particules modélisées correspondent à une agrégation de plusieurs particules réelles possédant des caractéristiques physiques proches et on parle alors de macroparticules. Les macroparticules possèdent le même rapport masse sur charge qu'une particule simple ce qui permet d'assimiler la trajectoire d'une macroparticule à toutes les trajectoires des particules la constituant. Par la suite, nous verrons que ces macroparticules interagissent avec le maillage par leur densité de charge et de courant et que le maillage interagit avec les particules par l'intermédiaires des champs électromagnétiques.

Une fois ce maillage établi et le placement des particules dans le maillage et l'initialisation des champs effectués, l'algorithme PIC peut alors être réalisé. La Figure 2-6 illustre les grandes étapes de la méthode PIC.

Les champs électromagnétiques sont calculés, sur chaque nœud du maillage, par la résolution des équations de Maxwell. Ces champs sont ensuite interpolés aux positions des particules. Ces dernières sont alors avancées temporellement d'un pas de temps Δt par les équations du mouvement de Lorentz-Newton. Les positions et les vitesses des particules ayant changées, cela permet de calculer les densités de courant et de charge créées par le déplacement des particules. Ces densités de charge et de courant sont interpolées sur la grille et les champs électromagnétiques sont mis à jour. Les nouvelles composantes des champs électrique et magnétique sont alors interpolées aux positions des particules et les particules sont de nouveau avancées par la résolution des équations de Lorentz-Newton.

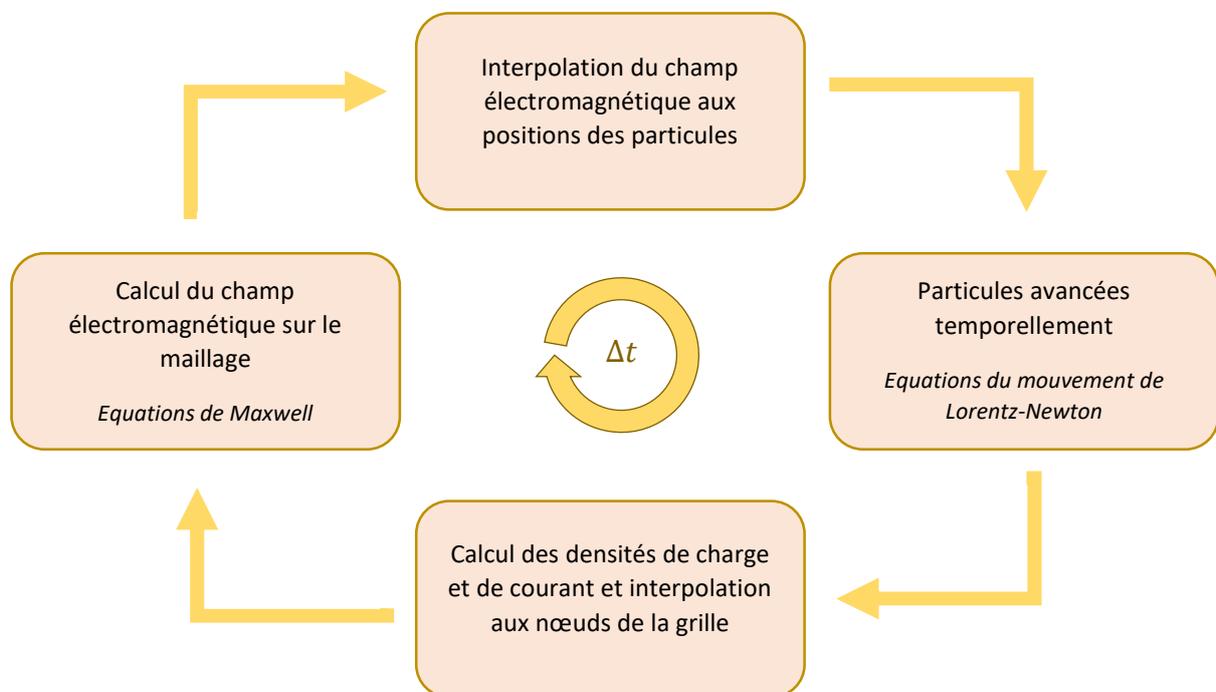


Figure 2-6 Principales étapes de la méthode PIC.

De même que pour l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons dans l'injecteur, il est possible d'utiliser le code PIC 2D $r - z$ pour étudier la dynamique du faisceau dans la ligne accélératrice et notamment observer l'évolution de l'émittance du faisceau le long de son transport. Cependant, pour des distances supérieures à plusieurs mètres, du bruit apparaît sur les simulations correspondant à une instabilité numérique. Dans les années 70, B. Godfrey a décrit cette instabilité comme l'instabilité numérique Tcherenkov [85][86]. Cette instabilité longitudinale provient d'un couplage entre les particules résonnantes et les modes électromagnétiques créés numériquement. Ce couplage est dû à l'incompatibilité fondamentale entre le traitement lagrangien des positions des particules et le traitement eulérien des champs électromagnétiques. En d'autres termes, le couplage des simulations particulières avec des méthodes dites de grille provoque cette instabilité qui s'accroît avec le nombre d'itérations et devient significative à partir d'une certaine distance.

Lors de l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF, il est primordial de connaître l'évolution de l'émittance normalisée au cours du transport du faisceau par le biais de la méthode PIC. Dans ce but, le modèle PIC simplifié LSP-Slice a été développé afin d'éliminer l'instabilité numérique Tcherenkov [25].

2.2.1.2. L'algorithme PIC-Slice

Le code LSP-Slice a été développé au sein du code PIC LSP par une équipe de Voss Scientific en lien avec des équipes du LANL [25]. L'approche retenue ici consiste à modéliser à l'aide de la méthode PIC une unique tranche du faisceau. En ce sens, elle est appelée « PIC-Slice ».

C. Thoma et T. P. Hughes proposent en 2007 une description de l'algorithme PIC-Slice [25] dont les principales étapes et caractéristiques sont exposées dans ce paragraphe. De façon globale, la méthode Slice permet d'avancer temporellement les particules d'une tranche initiale du faisceau, initialisée sur un maillage transverse, et de résoudre les champs également de façon temporelle sur ce maillage transverse se déplaçant avec la tranche du faisceau. L'instabilité numérique Tcherenkov n'apparaît plus puisque l'incompatibilité de traitement des positions des particules et des champs électromagnétiques disparaît. Cette propagation n'est pas temporelle au sens physique de l'accélérateur, elle est vue comme un déplacement le long de la coordonnées virtuelle axiale z . Les champs externes sont alors appliqués à chacune des positions z .

De façon plus détaillée, l'algorithme Slice se décompose en différentes étapes. Dans ce modèle simplifié PIC, l'hypothèse d'un faisceau paraxial est considérée. En premier lieu, une tranche du faisceau localisée à une position z est initialisée sur un maillage transverse. Les solutions initiales des champs électromagnétiques sont d'abord calculées afin de considérer les champs auto-induits du faisceau. Dans un second temps, les équations de Maxwell sont résolues sur la grille transverse avec $\partial/\partial z = 0$. Les particules sont ensuite avancées par la résolution des équations de Lorentz. A chaque pas de temps, le maillage est localisé au barycentre axial des charges ($z(t)$) de la tranche de particules ; le maillage se déplace donc avec la tranche du faisceau lors de sa propagation. Les champs externes sur l'axe, donnés en entrée de l'algorithme comme une fonction de z , sont appliqués à ce même barycentre des charges pour chaque pas de temps de la résolution. Cela permet d'intégrer l'influence des gaps accélérateurs et des éléments magnétiques.

Grâce à l'utilisation de la méthode PIC-Slice, l'évolution des profils du faisceau ainsi que celle de l'émittance normalisée lors du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF peuvent être étudiées avec des temps de restitution raisonnables, typiquement 1h pour simuler l'ensemble de MCH3 pour une simulation nécessitant 8 cœurs CPU.

Le principe de l'algorithme de LSP-Slice étant introduit, l'exploitation de cet algorithme, par deux modèles 1D et 2D utilisés dans ces travaux de thèse, est alors présentée.

2.2.1.3. Modèles 1D et 2D

Deux types de modélisation Slice, une version 1D et une version 2D, ont été développés et sont présentés dans cette partie. Le lecteur pourra se référer pour plus de détails au mode d'emploi LSP-Slice de C. Ekdahl [26].

Lorsque le faisceau est considéré parfaitement axisymétrique, une grille radiale 1D peut être utilisée. Elle a pour avantage un temps de calcul de quelques minutes, ce qui facilite les études paramétriques.

Une version 2D basée sur les systèmes de coordonnées polaires ou cartésiennes peut également être employée. En pratique, la version 2D cartésienne (x, y) a été quasi exclusivement utilisée car elle admet des solutions non-axisymétriques permettant l'étude des décentrement du faisceau au cours de son transport par la représentation du barycentre des charges en x et en y . De plus, la distribution des particules du faisceau est plus réaliste en 2D qu'en 1D. Le modèle 1D a principalement été utilisé dans un but de validation de modèle.

La construction de la simulation se fait par étapes qui demeurent identiques quelque soit la dimensionnalité choisie (1D/2D). Le modèle LSP-Slice nécessite en entrée plusieurs fichiers. Un premier fichier contient la distribution initiale des particules de la tranche du faisceau à sa position de départ, deux fichiers décrivent les champs électromagnétiques externes et deux fichiers présentent le modèle de l'accélérateur considéré comme un tube sans disparités.

Lors de ces études, la distribution initiale des particules de la tranche du faisceau est obtenue à partir des conditions initiales du faisceau à une position z donnée. Un outil informatique nommé « Extractor » permet de générer le fichier de particules à partir des conditions initiales du faisceau pour un nombre de particules choisi par l'utilisateur. Cet outil prend en considération plusieurs hypothèses sur le faisceau notamment celle qui consiste à le considérer tel un rotor rigide de distribution uniforme. La dépression de la charge d'espace est également prise en compte. Cette dépression est induite par un effet de bord dû aux parois du tube de la ligne accélératrice sur le faisceau. L'énergie cinétique du faisceau est alors diminuée à la position radiale r par l'intermédiaire du facteur de Lorentz γ telle que :

$$\gamma(r) = \gamma_f - \frac{I}{17000} \left(2 \ln \left(\frac{r_{tube}}{a} \right) + 1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right) \quad (2.10)$$

Avec γ_f la valeur de gamma non diminuée, I le courant du faisceau en A , r_{tube} le rayon du tube de la ligne accélératrice en cm et a le rayon initial du faisceau en cm .

Une fois le fichier contenant la distribution initiale des particules du faisceau généré, deux fichiers de description des champs électromagnétiques externes appliqués au faisceau sont nécessaires. Dans les simulations LSP-Slice, les champs externes magnétiques et électriques appliqués au faisceau doivent être définis en tout point de l'espace de simulation. Pour rappel, l'axe z est considéré comme l'axe de propagation du faisceau au sein de l'accélérateur. Deux approches peuvent être choisies pour intégrer les champs dans la simulation Slice.

La première approche consiste à fournir au code l'évolution en fonction de z des champs externes sur l'axe (donc en $R = 0$, ou $x = 0$ et $y = 0$), par exemple $B_z(0, z)$ ou $E_z(0, z)$. Ces champs externes sur l'axe sont déterminés par le code EVOLI en se basant sur un fichier d'entrée qui décrit les différents éléments de l'accélérateur (gaps accélérateurs et solénoïdes de focalisation). La Figure 2-7 présente une allure typique des champs externes sur l'axe au cours de la propagation du faisceau dans l'accélérateur. Comme évoqué précédemment, le champ magnétique de focalisation est de plus en plus important le long du transport du faisceau alors que le champ électrique d'accélération est constant. Cette partie sera explicitée plus en détail dans la partie 3.1 de ce chapitre. Une fois les champs sur l'axe déclarés, le code LSP-Slice se chargera alors de calculer les composantes hors axe afin de disposer d'une valeur de champs en tout point de l'espace pendant sa simulation. En pratique, les champs hors-axe, $B_z(r, z)$ et $E_z(r, z)$, sont calculés par la modélisation Slice jusqu'au quatrième ordre par leurs représentations en séries explicitées page 53. Les non-linéarités sont alors incluses.

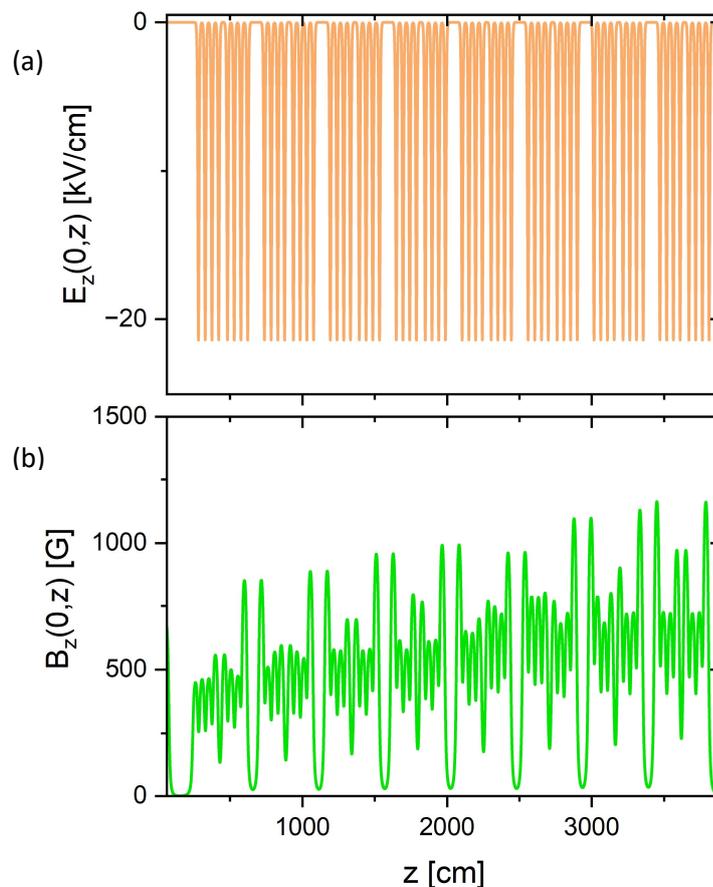


Figure 2-7 Allure typique de l'évolution des champs électromagnétiques externes sur l'axe ($r = 0$) lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur. (a) Champ électrique externe sur l'axe $E_z(0, z)$. (b) Champ magnétique externe sur l'axe $B_z(0, z)$.

La seconde approche consiste à fournir directement au code un fichier qui contient les valeurs des champs calculées en tout point (r, z) ou (x, y, z) de la simulation. L'intégration d'une cartographie en trois dimensions (x, y, z) permet d'intégrer les champs transverses magnétiques calculés en x et en y issus des déviateurs magnétiques et des désalignements des solénoïdes. Il devient alors possible d'étudier l'effet de ces champs transverses sur le centroïde par l'intermédiaire de LSP-Slice et donc l'évolution de l'émittance normalisée associée.

Cette première partie a permis de présenter le principe et le fonctionnement du modèle LSP-Slice, première brique du simulateur numérique afin de modéliser la dynamique du faisceau dans la ligne accélératrice et l'EGF. Ce modèle permet d'étudier notamment l'accroissement de l'émittance normalisée, paramètre primordial à contrôler lors du transport du faisceau d'électrons. Les deux modèles LSP-Slice 1D et 2D seront par la suite comparés dans la troisième partie de ce chapitre consacrée à l'application du simulateur numérique à un cas de référence de MCH3.

Une deuxième brique, le code de transport EVOLI, est ensuite intégrée au simulateur numérique pour l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF. Les phénomènes physiques pris en compte et les caractéristiques du code de transport EVOLI sont présentés dans la partie suivante.

2.2.2. Le code de transport EVOLI

2.2.2.1. Introduction

Bien que le code PIC-Slice soit un modèle simplifié PIC, il est relativement complet dans la physique qu'il modélise. Il est alors possible de prendre en considération ce seul modèle pour l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF. Cependant, le code de transport EVOLI (EVOLution des Instabilités) a été développé dans le langage C++ dans le cadre de mes travaux de thèse pour différentes raisons.

Tout d'abord, le temps de restitution du code de transport EVOLI est de quelques secondes alors que les modèles Slice vont d'une dizaine de minutes à quelques heures. C'est un facteur très important si l'objectif visé du code est de l'utiliser lors de l'exploitation d'une machine radiographique afin, par exemple, de régler le transport du faisceau d'électrons lors de sa mise au point au profit des expérimentations. Le code EVOLI peut alors être utilisé d'un point de vue opérationnel. Dans le cadre de la mise en service de MCH3, le code EVOLI a été utilisé intensivement pour calculer les différents réglages des solénoïdes et des déviateurs permettant de réaliser le transport du faisceau depuis l'injecteur jusqu'à la cible de conversion. Ces réglages sont appelés « *tunes* ».

Ensuite, le code LSP-Slice est un code commercial très peu documenté. Cela rend l'intégration de nouveaux modèles physiques plus complexes. Bien que le code de transport EVOLI repose sur le formalisme de l'enveloppe et donc que la physique soit moins complète, la maîtrise sur la physique intégrée dans le code est totale et l'implantation de nouveaux modèles d'instabilités est plus aisée. Les modélisations de l'enveloppe et du centroïde sont alors intégrées dans le code de transport (paragraphes 2.2.2.2 et 2.2.2.3) par la résolution des équations différentielles correspondantes selon

la coordonnée axiale z . Si le faisceau est divisé en n disques de paramètres initiaux différents issus de la propagation temporelle du faisceau, alors n équations différentielles sont résolues selon z . Une fois les disques « recollés » à chaque position z , une pseudo variation temporelle du transport est alors obtenue (partie 2.2.2.4). Cette pseudo résolution temporelle permet alors d'inclure des modèles d'instabilités, temporellement dépendants, afin d'étudier l'effet de ces instabilités sur la dynamique du faisceau d'électrons, notamment en amont du transport du faisceau d'électrons dans la machine radiographique. Comme expliqué dans le chapitre 1, ces instabilités jouent un rôle majeur dans le transport du faisceau et donc sur la qualité finale des radiographies obtenues. L'idée à terme est d'intégrer toutes les instabilités influant sur la dynamique du faisceau dans un accélérateur linéaire à induction dans le code EVOLI à l'image du code américain de transport LAMDA (Linear Accelerator Model for DARht) [52], développé par les équipes américaines de Voss Scientific en lien avec le LANL. Dans le code de transport EVOLI, une première modélisation de ces instabilités est réalisée par la prise en compte des deux instabilités les plus pénalisantes sur la dynamique du faisceau d'électrons, le mouvement Corkscrew et le Beam Break-Up décrites dans la partie 2.2.2.5 page 47.

2.2.2.2. Modélisation de l'enveloppe

L'équation d'enveloppe permet de prédire l'évolution du rayon r_{ms} du faisceau d'électrons au sein de l'accélérateur et ainsi contrôler la taille du faisceau au cours de son transport.

Une première version de l'équation d'enveloppe pour un faisceau continu de densité de charge uniforme a été modélisée en 1959 par Kapchinsky et Vladimisky [69]. Ce modèle d'enveloppe est par la suite devenu un sujet d'investigation important pour l'étude des faisceaux de particules chargées. Au début des années 70, Lapostolle [87] et Sacherer [88] proposent par l'introduction des quantités r_{ms} (emittance, rayon du faisceau...) et du concept de faisceau équivalent, une version r_{ms} de l'équation d'enveloppe pour les faisceaux intenses de particules chargées. Deux faisceaux sont dits équivalents si leurs distributions dans l'espace des phases ont leurs seconds moments équivalents (emittance r_{ms} et rayon identique) et qu'ils sont composés des mêmes espèces de particules de même courant et de même énergie cinétique. Cette définition permet notamment de lier le rayon r_{ms} de la distribution des particules du faisceau avec le rayon d'enveloppe du faisceau uniforme équivalent.

Comme évoqué dans la première partie de ce chapitre, le faisceau d'électrons étudié possède une distribution $K-V$ décrivant une ellipse dans le plan $r - r'$. La frontière de cette distribution est décrite, avec les paramètres de Snyder $\hat{\gamma}$, $\hat{\alpha}$ et $\hat{\beta}$, par une ellipse de la forme : $\hat{\gamma}r^2 + 2\hat{\alpha}rr' + \hat{\beta}r'^2 = \varepsilon_r$. Le second moment $\overline{r^2}$ des coordonnées en r des particules est relié au rayon r_{ms} du faisceau r_{rms} par la relation $r_{rms} = (\overline{r^2})^{\frac{1}{2}}$. Si cette ellipse devient droite ($\hat{\alpha} = 0$) et $r_{\max} = R_{env}$ décrit la position maximale en r du faisceau (rayon d'enveloppe) et $r'_{\max} = R'_{env}$ la divergence maximale de la distribution, alors le second moment des particules $\overline{r^2}$ est lié au rayon d'enveloppe tel que $\overline{r^2} = R_{env}^2/4$. Donc par la formule définissant le rayon r_{ms} grâce au second moment des particules, l'équivalence suivante est alors obtenue :

$$r_{rms} = \frac{R_{env}}{\sqrt{2}} \quad (2.11)$$

Le faisceau d'électrons décrit par sa distribution des particules avec l'approche *rms*, comme dans le code PIC LSP-Slice, est alors équivalent au faisceau d'électrons décrit par les équations d'enveloppe.

Ces différents travaux pionniers sont basés sur la connaissance de la distribution des particules au sein du faisceau et notamment de son émittance. En 1976, Lee et Cooper [74] développent alors, à partir des simples équations du mouvement, une équation d'enveloppe pour les faisceaux de particules chargées possédant une symétrie cylindrique. C'est ce formalisme-ci qui est utilisé dans le code de transport EVOLI afin d'étudier l'évolution du rayon d'enveloppe au sein de l'accélérateur.

La partie suivante décrit la construction de l'équation d'enveloppe pour un faisceau intense d'électrons tel que celui des accélérateurs à induction. De plus, le faisceau évoluant à fort courant, des effets de second ordre apparaissent sur le faisceau tels que l'effet de la paroi du tube sur la charge d'espace et l'effet du diamagnétisme sur le champ magnétique externe sur l'axe. Des corrections sont alors appliquées afin de prendre en compte ces effets et seront présentées dans cette partie.

2.2.2.2.1. Construction de l'équation d'enveloppe

Ce paragraphe s'inspire des ouvrages de références de M. Rieser [68] et S. Humphries [67] où les démonstrations des résultats explicités dans ce paragraphe peuvent être retrouvées.

La construction de l'équation d'enveloppe se décompose en différentes étapes. La première étape consiste en la détermination d'une version simplifiée de l'équation d'enveloppe appelée « *Paraxial Ray Equation* » en coordonnées cylindriques. La seconde étape permet d'intégrer à cette version simplifiée de l'équation d'enveloppe l'influence de l'émittance du faisceau ainsi que celle de la charge d'espace.

Une version simplifiée de l'équation d'enveloppe, appelée équation paraxiale, est d'abord déterminée. Elle repose sur l'hypothèse d'un mouvement paraxial pour des systèmes axisymétriques et un faisceau cylindrique. Les trajectoires des particules restent très proches de l'axe de propagation z du faisceau impliquant un rayon du faisceau d'électrons très inférieur au rayon des éléments de l'accélérateur. Les hypothèses suivantes sont considérées :

- Les propriétés du faisceau varient uniquement dans l'espace ;
- Les champs sont statiques ($\partial/\partial t = 0$) et symétriques par rotation ($\partial/\partial \theta = 0$), seules les composantes radiale et axiale des champs sont considérées ;
- Le courant du faisceau est suffisamment faible pour négliger les champs auto-induits générés par les particules.

Par dérivation des équations de Newton en coordonnées cylindriques (r, z) et avec l'expression des champs électromagnétiques concernés, l'équation paraxiale qui définit le mouvement radial des particules proches de l'axe z est telle que :

$$r'' + \frac{\gamma'}{\gamma\beta^2} r' + \frac{\gamma''}{2\gamma\beta^2} r + \left(\frac{qB}{2\beta\gamma m_0 c} \right)^2 r - \frac{p_\theta^2}{(mc\gamma\beta)^2 r^3} = 0 \quad (2.12)$$

Le symbole « ' » correspond à la dérivée selon z . Le facteur de Lorentz et ses dérivées γ , γ' et γ'' sont évaluées sur l'axe $r = 0$ par la considération du potentiel électrostatique sur l'axe $V(0, z)$ correspondant à l'énergie cinétique des particules. γ et β sont alors définis tels que :

$$\gamma(z) = 1 - \frac{q\phi(0, z)}{mc^2} \quad (2.13)$$

$$\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2} \quad (2.14)$$

B correspond au champ magnétique sur l'axe $B_z(0, z)$. La modélisation de ce champ spécifique aux solénoïdes de focalisation de l'accélérateur à induction étudié sera présentée dans troisième partie de ce chapitre page 56.

p_θ représente le moment canonique angulaire des particules défini par $p_\theta = \gamma m r^2 \dot{\theta} + q A_\theta r$ avec $\dot{\theta}$ la vitesse angulaire des particules et A_θ la composante azimutale du potentiel vecteur A .

L'équation paraxiale (2.12) contient les phénomènes physiques suivants. Le premier terme r'' représente le changement de courbure de la trajectoire des particules. Le second et le troisième terme contiennent les effets focalisant du champ électrique accélérateur sur l'axe et du champ électrique radial. Le quatrième terme représente la force magnétique de focalisation exercée par les bobines et le cinquième terme correspond à la force défocalisante due à la présence d'un champ magnétique axial lorsque le moment canonique angulaire est différent de zéro.

Cette version simplifiée de l'équation d'enveloppe (équation (2.12)) est valide à faible courant. Dans un accélérateur linéaire à induction, le faisceau d'électrons est intense de l'ordre du kA . Les champs auto-induits ne peuvent plus être négligés par rapport aux champs externes appliqués au faisceau. Un terme de charge d'espace est alors intégré à l'équation d'enveloppe. Les effets de la charge d'espace sont inclus grâce à l'utilisation d'une distribution uniforme des particules du faisceau dans laquelle les densités de charge et de courant sont donc indépendantes des coordonnées transverses et les champs électromagnétiques sont alors linéaires avec ces mêmes coordonnées.

Dans ce modèle de faisceau uniforme, les hypothèses suivantes sont posées :

- (i) Le faisceau possède une section circulaire de rayon a et se propage dans un tube de rayon b selon la coordonnée z . La variation du rayon du faisceau a avec z est suffisamment lente pour négliger la composante électrique axiale E_z et la composante magnétique radiale B_r ;
- (ii) L'écoulement est laminaire ;
- (iii) L'état du système est stationnaire ($\partial/\partial t = 0$), donc la section circulaire du faisceau ne varie pas à une position z donnée ;
- (iv) Les trajectoires des particules obéissent à l'hypothèse de paraxialité.

A cause de la charge d'espace du faisceau, une différence de potentiel existe entre l'axe du faisceau ($r = 0$) et le bord du faisceau ($r = a$) et pour $a < b$, entre le bord et le tube de propagation.

Le faisceau, défini par l'hypothèse (i) et se déplaçant à une vitesse constante $v = \beta c$, possède une densité de courant J et une densité de charge volumique ρ constantes le long du faisceau telles que :

- $J_z = J = \frac{I}{a^2\pi}$ et $\rho = \rho_0 = \frac{I}{a^2\pi v}$ à l'intérieur du faisceau ($0 \leq r \leq a$)
- $J = 0$ et $\rho = 0$ à l'extérieur du faisceau ($r > a$)

La Figure 2-8 montre, par les hypothèses précédemment posées, la représentation du faisceau d'électrons tel un cylindre chargé uniformément de rayon a possédant une section circulaire de rayon r ainsi que les champs électromagnétiques associés.

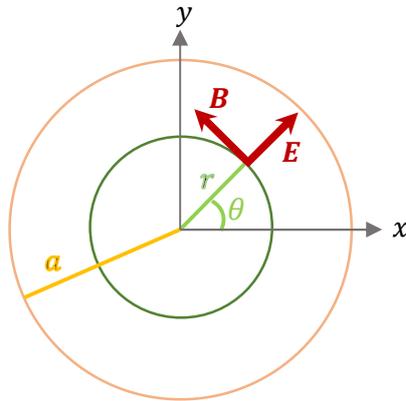


Figure 2-8 Illustration des champs électromagnétiques générés par un faisceau intense représenté tel un cylindre de rayon a chargé uniformément (en orange) possédant une section circulaire de rayon r (en vert).

Le champ électrique possède une unique composante radiale déterminée par l'application de la loi de Gauss à un cylindre de rayon r (Figure 2-8). Ce champ électrique radial E_r est donné par :

$$\text{pour } r \leq a, E_r = \frac{Ir}{2\pi\epsilon_0 a^2 v} \quad (2.15)$$

$$\text{pour } r > a, E_r = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 v r} \quad (2.16)$$

Le champ magnétique a également une seule composante azimutale B_θ obtenue par l'application de la loi d'Ampère (Figure 2-8). Son expression est :

$$\text{pour } r \leq a, B_\theta = \mu_0 \frac{Ir}{2\pi a^2} \quad (2.17)$$

$$\text{pour } r > a, B_\theta = \mu_0 \frac{I}{2\pi r} \quad (2.18)$$

Par intégration du champ électrique radial, la distribution du potentiel électrostatique $\phi(r)$ est également définie par :

$$\text{pour } r \leq a, \quad \phi(r) = V_s \left(1 + 2 \ln \frac{b}{a} - \frac{r^2}{a^2} \right) \quad (2.19)$$

$$\text{pour } a \leq r \leq b, \quad \phi(r) = 2V_s \ln \frac{b}{a} \quad (2.20)$$

Avec

$$V_s = \frac{I}{4\pi\epsilon_0\beta c} \approx \frac{30I}{\beta} \quad (2.21)$$

Les équations (2.15) à (2.21) sont données avec les paramètres ϵ_0 la permittivité du vide en $F. m^{-1}$, μ_0 la perméabilité du vide en $H. m^{-1}$ et I le courant du faisceau en A .

Le mouvement d'une particule dans ce champ est alors déterminé grâce à l'équation radiale de la force :

$$r'' = \frac{qIr}{2\pi\epsilon_0 a^2 m (c\beta)^3 \gamma^3} \quad (2.22)$$

Des paramètres sont directement liés à la présence de la charge d'espace au sein du faisceau. Le courant caractéristique I_0 est défini par $I_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{q} \approx \frac{1}{30} \frac{mc^2}{q}$. La pervéance généralisée K [89] est telle que $K = \frac{I}{I_0} \frac{2}{\beta^3 \gamma^3}$.

L'équation (2.22) devient donc :

$$r'' = \frac{K}{a^2} r \quad (2.23)$$

Dans le modèle d'enveloppe, la particule étudiée est située à la frontière du faisceau ($r = a$). En posant $r = a = R_{env}$, l'équation pour le rayon du faisceau R_{env} s'écrit alors :

$$R_{env}'' = \frac{K}{R_{env}} \quad (2.24)$$

Enfin, les particules possèdent une distribution transverse dans l'espace des phases (r, r'). L'émittance du faisceau ϵ , permettant de quantifier cette distribution est alors prise en compte dans l'équation du

rayon d'enveloppe. L'enveloppe du faisceau, définie par son rayon R_{env} , vérifie alors l'équation différentielle de la forme :

$$R''_{env} = \frac{\varepsilon^2}{R_{env}^3} \quad (2.25)$$

Les termes de charge d'espace et d'émittance sont alors connus et peuvent être intégrés à l'équation paraxiale (2.12). Avec $r = R_{env}$ le rayon d'enveloppe du faisceau, l'équation paraxiale devient alors l'équation d'enveloppe pour les faisceaux intenses de densité uniforme possédant une distribution axisymétrique.

Le rayon d'enveloppe est alors obtenu par la résolution de l'équation différentielle d'enveloppe, dérivée des travaux de Lee et Cooper [74], définie par :

$$R''_{env} = -\frac{\gamma' R'_{env}}{\beta^2 \gamma} - \frac{\gamma''}{2\beta^2 \gamma} R_{env} - k_\beta^2 R_{env} + \frac{\varepsilon_n^2}{(\beta\gamma)^2 R_{env}^3} + \frac{K}{R_{env}} + \left(\frac{P_\theta}{m_e c \beta \gamma}\right)^2 \frac{1}{R_{env}^3} \quad (2.26)$$

(1) (2) (3) (4) (5) (6)

Avec R_{env} le rayon d'enveloppe du faisceau uniforme équivalent $R_{env} = \sqrt{2} R_{rms}$ avec R_{rms} le rayon *rms* de la distribution des particules du faisceau, $\gamma = 1 + \frac{qE}{m_e c^2}$ avec E l'énergie cinétique du faisceau, $k_\beta = \frac{eB}{2\beta\gamma m_e c} = \frac{B_{kG}}{3,41\beta\gamma} \text{ cm}^{-1}$ la longueur d'onde bêatron, l'émittance normalisée $\varepsilon_n = \beta\gamma\varepsilon$, $K = \frac{2I}{\beta^2 \gamma^2 I_A}$ la pervéance généralisée avec le courant d'Alfvén défini par $I_A = I_0 \beta \gamma = \frac{4\pi}{\mu_0} \frac{m_e c}{e} \beta \gamma$ et P_θ le moment canonique angulaire définit précédemment.

Les trois premiers termes du membre de droite de l'équation d'enveloppe (2.26) désignent les forces focalisantes issues des champs électromagnétiques externes appliqués au faisceau et représentent respectivement :

- (1) L'effet du champ électrique axial, qui accélère les particules suivant l'axe z , sur l'angle d'enveloppe R'_{env} ;
- (2) L'effet du champ électrique radial produisant une focalisation électrostatique du faisceau ;
- (3) La force focalisante générée par les champs magnétiques externes et appliqués au faisceau.

Les trois autres termes regroupent les forces défocalisantes et décrivent respectivement :

- (4) La défocalisation du faisceau due à l'émittance du faisceau ;
- (5) Les forces de répulsion électromagnétiques auto-générées par la charge des particules appliquées au rayon d'enveloppe ;
- (6) La défocalisation du faisceau lorsque les particules sont immergées dans le champ magnétique axial. Ce terme peut être vu comme un potentiel centrifuge. En pratique sur MCH3, le faisceau est créé à la cathode avec un moment canonique angulaire négligeable grâce à la présence d'un solénoïde de polarité inversée, le solénoïde dit d'annulation,

permettant de minimiser le flux magnétique au sein de la cathode créée par le solénoïde d'extraction. Ce terme est donc considéré nul dans l'équation d'enveloppe. Le code EVOLI peut tout de même résoudre l'équation pour $p_\theta \neq 0$.

De plus, l'émittance normalisée a été définie dans la partie 1 de ce chapitre page 23. Elle peut se réécrire :

$$\varepsilon_n = 2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2 \rangle [\langle r'^2 \rangle + \langle (v_\theta/\beta c)^2 \rangle] - \langle rr' \rangle^2 - \langle rv_\theta/\beta c \rangle^2} \quad (2.27)$$

Bien que le moment canonique angulaire soit nul, le faisceau doit subir une rotation dans un champ axial magnétique afin de conserver ce moment. La distribution du faisceau étant uniforme, le faisceau tourne de façon rigide. L'émittance normalisée devient alors pour un faisceau en rotation rigide :

$$\varepsilon_n = 2\beta\gamma\sqrt{\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle - \langle rr' \rangle^2} \quad (2.28)$$

De plus, le système est cylindrique et axisymétrique donc $\langle r^2 \rangle = \langle x^2 + y^2 \rangle = 2\langle x^2 \rangle = 2\langle y^2 \rangle$, l'émittance normalisée est alors définie telle que l'émittance normalisée « 4-rms » de Lapostolle [70] :

$$\varepsilon_n = 4\beta\gamma\sqrt{\langle x^2 \rangle \langle x'^2 \rangle - \langle xx' \rangle^2} \quad (2.29)$$

Dans le code de transport EVOLI, l'équation d'enveloppe *rms* (2.26) est résolue par un schéma numérique, un solveur d'équation différentielle ordinaire utilisant un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 8.

La physique présente dans le formalisme de l'enveloppe et introduite dans ce premier paragraphe génère à fort courant des effets de second ordre sur le faisceau. Des corrections de second ordre afin de prendre en compte ces effets sont alors appliquées au faisceau et présentées dans les deux paragraphes suivants.

2.2.2.2. Dépression liée à la charge d'espace

Une première correction de second ordre est modélisée sur la charge d'espace du faisceau.

Un effet de bord dû aux parois du tube apparaît sur la charge d'espace du faisceau intense. L'énergie du faisceau est donc diminuée par cet effet entre la paroi du tube et la frontière du faisceau c'est-à-dire au niveau de l'enveloppe. Il est alors nécessaire de prendre en compte cette dépression.

La distribution du potentiel entre l'enveloppe du faisceau et le tube est définie par l'équation (2.19) et telle que, avec $r = R_{env}$:

$$\phi(R_{env}) = \frac{2I}{4\pi\varepsilon_0\beta c} \ln \frac{r_{tube}}{R_{env}} \quad (2.30)$$

L'énergie cinétique T_b du faisceau est donc diminuée de cette valeur. On obtient alors l'expression de l'énergie cinétique T telle que :

$$T = T_b - q\phi(R_{env}) \quad (2.31)$$

2.2.2.2.3. Diamagnétisme du faisceau

Le diamagnétisme provoque une rotation azimutale du faisceau intense par l'application du champ magnétique externe. Cet effet de réaction du faisceau intense produit un champ magnétique axial auto-induit (opposé au champ magnétique externe) contribuant à défocaliser le faisceau. Le champ magnétique appliqué au faisceau $B_z(0, z)$ est alors diminué d'un facteur ΔB [90].

Un faisceau de rayon R_{env} est considéré centré dans un tube conducteur de rayon r_{tube} . Sans la présence du faisceau dans le tube, la valeur initiale du champ magnétique externe est B . Lorsque le faisceau entre dans le tube, le champ magnétique à l'intérieur du faisceau est diminué par l'effet de diamagnétisme. Le champ magnétique à l'extérieur du faisceau est augmenté de ΔB par la conservation du flux magnétique dans le tube de la ligne accélératrice.

Le changement du champ $B = B_z(0, z)$ dû au diamagnétisme du faisceau est relié à l'aire du faisceau, avec $F \approx 1 - I/2I_A$, par :

$$\pi R_{env}^2 = \frac{\Delta B \pi r_{tube}^2}{B (1 - F)} \quad (2.32)$$

Le champ magnétique axial $B_z(0, z)$ est donc diminué du facteur ΔB défini tel que :

$$\Delta B \approx B_z(0, z) \times \left(\frac{R_{env}}{r_{tube}} \right)^2 \frac{I}{2I_0\beta\gamma} \quad (2.33)$$

Par l'intégration de ces deux corrections de second ordre sur le faisceau intense d'électrons, le modèle d'enveloppe est alors plus adapté à l'étude des faisceaux intenses. Un second modèle est nécessaire afin d'étudier la dynamique du faisceau d'électrons au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF, notamment le mouvement du faisceau d'électrons en x et en y . La modélisation du centroïde du faisceau est alors présentée dans la partie suivante.

2.2.2.3. Modélisation du centroïde

Lors du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF, il est primordial de maîtriser le rayon d'enveloppe du faisceau d'électrons afin d'obtenir une taille minimale sur la cible de conversion en fin d'accélérateur. Or, bien que le faisceau possède un petit rayon (inférieur au cm), il peut être décentré de plusieurs cm et alors toucher la paroi de l'accélérateur. Le transport du faisceau d'électrons, bien que focalisé, peut donc être perturbé par l'apparition d'instabilités au sein de l'accélérateur. Ces instabilités provoquent un mouvement transverse en x et en y du faisceau

d'électrons. Si ce mouvement est très important, il peut aller jusqu'à détruire le faisceau sur les parois du tube de l'accélérateur. Il est donc nécessaire de contrôler ce mouvement transverse afin de réduire les perturbations possibles. Cette prise en compte du mouvement transverse du faisceau est alors une étape essentielle à l'étude de l'influence des instabilités sur le faisceau qui constitue un avancement important lors de ces travaux de thèse. Expérimentalement, le faisceau est centré en $x = 0$ et $y = 0$ au moyen de déviateurs pour réduire les perturbations. Ce point sera détaillé au chapitre 3.

La modélisation de la dynamique du faisceau d'électrons au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF prend alors en compte le mouvement transverse (x, y) du faisceau d'électrons. Le formalisme de l'enveloppe n'est pas suffisant pour étudier ce mouvement transverse puisque, dans les hypothèses considérées, le faisceau est centré en coordonnées cartésiennes. Le mouvement transverse est alors modélisé au sein du code de transport EVOLI par l'étude du barycentre des charges du faisceau en x et en y , aussi appelé centroïde du faisceau, tel qu'intégré dans le code américain LAMDA par T.C. Genoni [91].

Les équations du centroïde pour un faisceau de faible intensité sont d'abord démontrées puis un terme de charge d'espace est intégré pour tenir compte de l'intensité du faisceau d'électrons au sein d'un LIA.

2.2.2.3.1. Equations du centroïde pour un faisceau de faible intensité

Dans un premier temps, le modèle du centroïde est décrit à faible courant afin de négliger les champs auto-induits par le faisceau.

Les équations du mouvement en x et en y sont deux équations différentielles du second ordre définies telles que :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \dot{x}) = \dot{\gamma} m \dot{x} + \gamma m \ddot{x} = q(E_x + \dot{y}B_z - \dot{z}B_y) \quad (2.34)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \dot{y}) = \dot{\gamma} m \dot{y} + \gamma m \ddot{y} = q(E_y + \dot{z}B_x - \dot{x}B_z) \quad (2.35)$$

Par les relations $\dot{\gamma} = \gamma' \dot{z}$, $\dot{y} = y' \dot{z}$, $\dot{x} = x' \dot{z}$ avec $\dot{z} = \beta c$ et $\beta' \beta = \gamma' / \gamma^3$, les équations couplées du mouvement du centroïde en x et en y sont :

$$\begin{cases} \gamma \beta^2 x'' = -\gamma' x' - \frac{e}{mc^2} (E_x - \beta c B_y + y' \beta c B_z) \\ \gamma \beta^2 y'' = -\gamma' y' - \frac{e}{mc^2} (E_y + \beta c B_x - x' \beta c B_z) \end{cases} \quad (2.36)$$

Les champs électromagnétiques de ce système représentent les champs externes générés par les solénoïdes de focalisation et les gaps accélérateurs. Pour MCH3, ils sont décrits dans la partie Modélisation des éléments constitutifs de MCH3 page 51.

Les champs électromagnétiques externes générés par les solénoïdes de focalisation et les gaps accélérateurs doivent être exprimés en coordonnées cartésiennes. Ils sont exprimés à partir de leur expression en coordonnées cylindriques par les transformations :

$$E_x(x, y, z) = E_r(r, z) \cos \theta \quad (2.37)$$

$$E_y(x, y, z) = E_r(r, z) \sin \theta \quad (2.38)$$

$$E_z(x, y, z) = E_z(r, z) \quad (2.39)$$

Avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\theta = \text{atan}(y/x)$ et $E_r(r, z)$ et $E_z(r, z)$ définis dans la partie 3.1.1 de ce chapitre. Les transformations sont identiques pour le champ magnétique.

Le champ solénoïdal a donc une influence sur l'enveloppe mais aussi sur le centroïde du faisceau, le champ B_r dépendant du champ solénoïdal sur l'axe $B_z(0, z)$. Afin de contrôler le mouvement transverse du faisceau, un champ magnétique externe supplémentaire en x et en y peut être généré par des déviateurs magnétiques (steerers) intégrés aux cellules à induction (pour leurs descriptions, se référer au chapitre 1 page 15). Le modèle du champ des déviateurs est décrit dans la partie 3.1 (Modélisation des éléments constitutifs de MCH3 page 59).

Les équations du centroïde modélisant le mouvement du faisceau d'électrons de faible intensité soumis uniquement aux champs externes appliqués sont donc déterminées. Le faisceau d'électrons étant intense, il est alors nécessaire de prendre en compte les champs auto-générés par le faisceau.

2.2.2.3.2. Intégration du terme de charge d'espace

Les équations du mouvement (équation (2.36)) en x et en y sont déterminées à faible courant. Or, le faisceau d'électrons dans un accélérateur linéaire à induction est intense et les champs propres du faisceau ne peuvent plus être négligés par rapport aux champs externes appliqués au faisceau.

Les hypothèses posées ainsi que la détermination des champs électrique radial et magnétique azimutal sont identiques à ceux pris en compte lors de la détermination du terme de charge d'espace pour l'équation d'enveloppe (paragraphe 2.2.2.2.1). Une hypothèse « forte » est alors faite : les champs dus à la charge d'espace du faisceau et qui s'appliquent au centroïde lorsque celui-ci est à une distance r de l'axe sont exactement les mêmes que ceux générés à la distance r de l'axe lorsque le faisceau est centré.

L'étude du mouvement transverse en x et y en présence de champs auto-induits uniquement est réalisée. Le système d'équations du barycentre des charges est alors donné par :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(\gamma m \dot{x}) = \gamma m \ddot{x} = q(E_x - \dot{z}B_y) \\ \frac{d}{dt}(\gamma m \dot{y}) = \gamma m \ddot{y} = q(E_y + \dot{z}B_x) \end{cases} \quad (2.40)$$

Avec les hypothèses posées et la détermination des champs en coordonnées cartésiennes (équations 2.37 à 2.39 page 44) et des champs auto-induits pour un faisceau intense de distribution uniforme (partie 2.2.2.2.1), les champs électrique et magnétique auto-induits en x et en y s'écrivent :

$$E_x = E_r \cos \theta = E_r \frac{x}{r} = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 a^2 \beta c} x \quad (2.41)$$

$$E_y = E_r \sin \theta = E_r \frac{y}{r} = \frac{I}{2\pi\epsilon_0 a^2 \beta c} y \quad (2.42)$$

$$B_x = -\sin \theta B_\theta = -\frac{y}{r} B_\theta = -\frac{\mu_0 I}{2\pi a^2} y \quad (2.43)$$

$$B_y = B_\theta \cos \theta = B_\theta \frac{x}{r} = \frac{\mu_0 I}{2\pi a^2} x \quad (2.44)$$

Par l'intégration de ces champs électromagnétiques auto-générés par le faisceau pour le mouvement du faisceau en x du système d'équations (2.40) avec $\dot{z} = v = \beta c$ et $\epsilon_0 \mu_0 = c^{-2}$, l'équation du mouvement en x devient :

$$q(E_x - \dot{z}B_y) = \frac{qIx}{2\pi\epsilon_0 a^2 \beta c} (1 - \beta^2) \quad (2.45)$$

De plus, avec $\ddot{x} = v_z^2 \frac{d^2x}{dz^2} = \beta^2 c^2 x''$ et $1 - \beta^2 = \gamma^{-2}$, le terme de charge d'espace pour le mouvement en x est alors défini par :

$$x'' = \frac{\mu_0 q I}{2\pi a^2 \beta^3 c \gamma^3 m} x \quad (2.46)$$

Par le même raisonnement, le terme de charge d'espace en y est :

$$y'' = \frac{\mu_0 q I}{2\pi a^2 \beta^3 c \gamma^3 m} y \quad (2.47)$$

Les équations du centroïde en x et en y pour un faisceau intense d'électrons sont alors définies par un système d'équations différentielles couplées telles que :

$$\begin{cases} x'' = -\frac{\gamma' x'}{\gamma \beta^2} - \frac{e}{\gamma \beta^2 m c^2} (E_x - \beta c B_y + y' \beta c B_z) + \frac{\mu_0 e I}{2\pi \beta^3 c \gamma^3 m} \frac{x}{a^2} \\ y'' = -\frac{\gamma' y'}{\gamma \beta^2} - \frac{e}{\gamma \beta^2 m c^2} (E_y + \beta c B_x - x' \beta c B_z) + \frac{\mu_0 e I}{2\pi \beta^3 c \gamma^3 m} \frac{y}{a^2} \end{cases} \quad (2.48)$$

Les deux premiers termes du membre de droite représentent les forces issues des champs électromagnétiques externes appliqués au faisceau. Le premier terme prend en compte l'effet sur les angles x' et y' du champ électrique axial accélérant les particules suivant l'axe z . Le second terme représente la focalisation électrostatique du faisceau par le champ électrique et la focalisation magnétique du faisceau générée par les champs issus de solénoïdes de focalisation. Enfin, le dernier terme du membre de droite représente la force de répulsion électromagnétique, auto-générée par le faisceau intense d'électrons appliquée au mouvement du faisceau en x ou en y . Cette force est par définition défocalisante pour le transport du faisceau d'électrons.

Dans le code de transport EVOLI, les deux équations du centroïde en x et en y (2.48) sont résolues tel un système d'équations différentielles couplées par un solveur utilisant un schéma numérique de type algorithme de Runge-Kutta.

Le modèle du centroïde en x et y pour un faisceau intense d'électrons, accéléré et focalisé est alors intégré au code de transport EVOLI avec les corrections de second ordre présentées (équations (2.31) et (2.33)). Ce modèle permet alors d'étudier le mouvement en x et en y du faisceau d'électrons au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF et l'influence des instabilités sur ce mouvement transverse du faisceau (chapitre 3). Ces instabilités reposent sur des aspects temporels du transport au sein de l'accélérateur. Une modélisation de la propagation temporelle du faisceau lors de son transport est alors présentée.

2.2.2.4. Modélisation de la propagation temporelle du faisceau lors de son transport

Au sein d'un LIA, le faisceau se propage temporellement dans l'accélérateur. Les caractéristiques de cette impulsion sont définies par l'impulsion de tension présentée dans le Chapitre 3. Cette dépendance temporelle est observée sur l'énergie cinétique et le courant du faisceau d'électrons ou les variations en énergie des gaps accélérateurs au cours de l'impulsion. Certaines instabilités présentes dans l'accélérateur sont notamment liées aux aspects temporels du faisceau d'électrons (se référer à la partie « Description des instabilités » dans le chapitre 1 page 16). C'est pour cela que cette dépendance temporelle du transport du faisceau d'électrons est intégrée dans le code de transport EVOLI.

Une approche permettant la modélisation de la propagation temporelle du faisceau lors de son transport dans la ligne accélératrice et l'EGF a été proposée par les équipes de LANL [48]. L'approche proposée a été intégrée dans notre code de transport EVOLI et est présentée dans ce paragraphe.

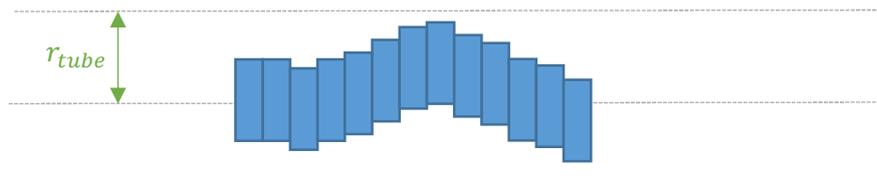


Figure 2-9 Illustration du découpage du faisceau en n disques le long de son impulsion.

La Figure 2-9 illustre la modélisation de la propagation temporelle réalisée. Le faisceau d'électrons est divisé en n disques le long de son impulsion.

Le découpage est réalisé le long de l'impulsion à partir du profil temporel du faisceau à un intervalle de temps Δt fixé. Les propriétés initiales de chaque disque telles que le courant ou l'énergie cinétique sont dépendantes du temps t auquel le disque a été initialisé. Ensuite, les champs électromagnétiques externes sont appliqués à chaque disque. Les modèles d'enveloppe et du centroïde sont alors résolus sur chaque disque selon la coordonnée axiale z , l'axe de propagation du faisceau d'électrons au sein de l'accélérateur. Afin de permettre un traitement indépendant de chacun d'eux, ils sont supposés n'avoir aucune interaction entre eux. Une fois la résolution de chaque disque effectuée, la pseudo évolution temporelle du faisceau peut être reconstituée. Les disques sont alors recollés à chaque position z et la propagation temporelle du faisceau d'électrons est alors obtenue pour une position z donnée.

Cette modélisation temporelle du transport du faisceau d'électrons au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF permet alors d'intégrer des modèles d'instabilité du faisceau dans le code de transport EVOLI.

2.2.2.5. Intégration des instabilités

Une description des instabilités pouvant se produire au sein d'un accélérateur à induction a déjà été réalisée dans la partie « Description des instabilités » du chapitre 1 page 16. Les instabilités sont responsables de la dégradation de la qualité du faisceau à cause de l'accroissement d'émittance et de l'amplification du mouvement transverse qu'elles génèrent. L'étude de ces instabilités permettra alors de comprendre de façon plus complète les phénomènes physiques mis en jeu dans un LIA afin de proposer des stratégies adaptées de transport du faisceau d'électrons (chapitre 3).

Par la modélisation de l'aspect temporel du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF dans le code de transport EVOLI, des modèles d'instabilités peuvent alors être intégrés.

Dans le cadre de mes travaux de thèse, les études se concentrent sur les deux instabilités les plus pénalisantes lors du transport du faisceau : le mouvement Corkscrew et le Beam Break-Up.

2.2.2.5.1. Mouvement Corkscrew

Le mouvement Corkscrew a été mis en évidence par Y. Chen [93]. Les oscillations Corkscrew résultent de l'interaction des variations en énergie du faisceau le long de son impulsion avec des champs magnétiques accidentels créés par les désalignements des solénoïdes par rapport à l'axe mécanique de l'accélérateur [51]. Le faisceau subit alors des rotations et son mouvement transverse ressemble alors à un tire-bouchon, *Corkscrew en anglais*. Donc en toute rigueur, le Corkscrew n'est pas une instabilité.

Les variations en énergie du faisceau au cours du temps sont déterminées par la prise en compte des variations, le long de l'impulsion, de la tension délivrée au faisceau par l'injecteur et les gaps accélérateurs. Ces variations temporelles en énergie sont appliquées au faisceau grâce à sa modélisation en disques le long de l'impulsion [94]. Les champs magnétiques générant des champs magnétiques transverses, le mouvement Corkscrew est alors visible sur le mouvement transverse du faisceau, plus précisément sur le barycentre des charges. Les désalignements des solénoïdes sont mesurés expérimentalement.

En pratique, le mouvement Corkscrew est déterminé par le réassemblage des disques à une position axiale z afin d'obtenir la trajectoire du centroïde le long de l'impulsion.

Comme le faisceau expérimente un mouvement transverse, l'émittance effective du faisceau augmente le long de l'impulsion. Il est donc primordial de connaître l'amplitude du mouvement généré par le Corkscrew. Cette amplitude A est définie telle que :

$$A^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} [(x - \langle x \rangle)^2 + (y - \langle y \rangle)^2] dt \quad (2.49)$$

Avec t_1, t_2 les temps initial et final sur lequel l'amplitude est calculée, $\langle \rangle$ représente la moyenne au cours de l'intervalle de temps des positions en x et en y du centroïde du faisceau.

Cette formule permet de calculer l'amplitude du mouvement une fois les simulations ou les expérimentations réalisées. Une formulation simplifiée déduite de l'expression analytique (2.49) est alors utilisée [95]. L'amplitude du Corkscrew est alors défini après N solénoïdes désalignés par :

$$A \approx \sqrt{N} \phi_{tot} \delta l \frac{\delta \gamma}{\gamma} \quad (2.50)$$

Dans cette expression, δl désigne le désalignement *rms* des solénoïdes et ϕ_{tot} définit l'avance totale de phase telle que $\phi_{tot} = \int k_\beta dz$ avec $k_\beta = 2\pi B_z / \mu_0 I_A$. B_z représente le champ magnétique externe sur l'axe. De plus, le rapport $\delta \gamma / \gamma$ représente la variation en énergie du faisceau avec γ le facteur de Lorentz et $\delta \gamma$ sa variation *rms* le long de l'impulsion.

Cette formulation de l'amplitude du Corkscrew permet de mettre en évidence les différents phénomènes physiques influençant le mouvement Corkscrew. Le mouvement Corkscrew est amplifié lorsque le désalignement des solénoïdes augmente ainsi que le nombre de solénoïdes désalignés. Lors de la mise en place des solénoïdes de focalisation sur la ligne accélératrice et l'EGF, un désalignement minimal des solénoïdes est alors recherché (de l'ordre de quelques micromètres). De plus, l'augmentation du mouvement Corkscrew est proportionnelle à la variation en énergie du faisceau. Cette variation est alors minimisée au sein de la ligne accélératrice à quelques %. Des études plus détaillées sur ces paramètres seront menées dans le chapitre 3. Enfin, l'avance totale de phase varie uniquement avec le champ magnétique externe sur l'axe. L'amplitude du mouvement Corkscrew varie linéairement dans le même sens que ce champ magnétique. L'idéal serait alors de minimiser ce champ magnétique. Cependant, un champ magnétique de focalisation important est nécessaire afin de contrôler la taille du faisceau d'électrons au cours de son transport. Ce mouvement peut alors être corrigé par des champs magnétiques externes générés par les déviateurs magnétiques [96][93].

2.2.2.5.2. Beam Break-Up

Dans ce paragraphe, l'instabilité la plus pénalisante lors du transport du faisceau d'électrons de MCH3 est étudiée. Bien que l'instabilité Beam Break-Up (BBU) ne détruise pas dans tous les cas le faisceau, elle peut néanmoins dégrader la tâche focale finale sur la cible de focalisation en fin d'accélérateur par

les oscillations qu'elle crée sur l'intégralité du faisceau. L'instabilité Beam Break-Up est d'abord décrite puis une modélisation simplifiée du BBU est exposée.

2.2.2.5.2.1. Description de l'instabilité

L'instabilité BBU provient de l'interaction du faisceau d'électrons avec les modes électromagnétiques des cavités accélératrices des cellules à induction [97]. La Figure 2-10 illustre les deux étapes successives se produisant lors de la création de l'instabilité BBU. Lorsqu'une particule du faisceau traverse la cavité accélératrice, elle excite les modes transverses magnétiques de cette cavité et un champ transverse est alors produit (Figure 2-10(a)). Pour les faisceaux relativistes, le champ n'agit pas sur la particule qu'il l'a généré mais sur les suivantes. Une seconde particule arrivant dans la cavité reçoit alors une oscillation transverse RF qui la dévie (Figure 2-10(b)).

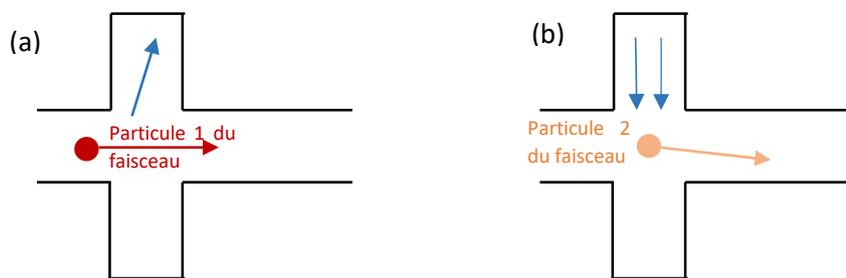


Figure 2-10 Schéma de la création de l'instabilité Beam Break-Up dans une cavité résonnante.
 (a) Le passage d'une particule excite les modes électromagnétiques (flèche bleue) de la cavité.
 (b) Une seconde particule reçoit le champ transverse (flèches bleues) et sa trajectoire est donc déviée.

Dans un accélérateur linéaire à induction, il n'y a pas de couplage entre les cavités. Les modes des cavités communiquent alors uniquement par les oscillations du faisceau. Les oscillations s'amplifient alors rapidement à chaque passage de cavité accélératrice par le faisceau. C'est ce qui est appelé le BBU cumulatif.

L'intégration de cette instabilité dans le code EVOLI permettra une première prise en compte de son effet dans l'établissement des tunes pour les accélérateurs à induction de l'installation Epure.

2.2.2.5.2.2. Modélisation simplifiée

Ce paragraphe précise les équations considérées lors de l'intégration du BBU au code de transport EVOLI.

L'accroissement du BBU le long de l'accélérateur est décrit, pour un grand nombre de cellules, par l'équation [28] :

$$\frac{\xi(z)}{\xi_0} = \left(\frac{\gamma_0}{\gamma(z)} \right)^{1/2} \exp(\Gamma_m) \quad (2.51)$$

Avec $\xi(z)$ et ξ_0 les amplitudes BBU mesurées respectivement à une position z donnée et à l'entrée de l'accélérateur.

Le rapport $\xi(z)/\xi_0$ diminue alors avec l'accélération $\gamma(z)$ d'une puissance $1/2$ et augmente exponentiellement avec le facteur Γ_m défini par :

$$\Gamma_m = \frac{1}{c} I N_g Z_{\perp} \left\langle \frac{1}{B} \right\rangle \quad (2.52)$$

Avec I le courant du faisceau (kA), N_g le nombre de gaps accélérateurs, Z_{\perp} l'impédance transverse de la cavité de la cellule à induction (Ω/m) dont une définition est donnée dans l'article de C. Thoma [75] et $\langle 1/B \rangle$ la moyenne de l'inverse du champ magnétique (kG) sur quatre cellules à induction.

L'équation (2.52) montre qu'il existe un couplage entre la charge d'espace et le BBU par la présence du terme de courant dans le facteur Γ_m . Le BBU est donc d'autant plus important que l'intensité du courant est importante ; le contrôle de l'instabilité BBU est alors primordial dans un accélérateur linéaire à induction où le faisceau d'électrons est de l'ordre du kA .

De plus, des champs magnétiques externes de focalisation importants sont appliqués au faisceau afin de réduire l'amplitude de l'instabilité BBU définie telle que le $\max(\xi(z)/\xi_0)$. Lorsque le champ magnétique est augmenté, le BBU est diminué exponentiellement. L'amplitude maximale du BBU peut alors être déterminée au moyen d'un modèle asymptotique intégré dans le code de transport EVOLI.

Dans un second temps, l'impulsion supplémentaire générée par le BBU et délivrée au faisceau est déterminée. Sa détermination repose sur la méthode des transformées de Fourier [50]. Lorsque le faisceau passe le gap accélérateur, sa position varie. Il reçoit alors l'impulsion transverse BBU délivrée par le gap. Le disque arrivant dans le gap au temps t reçoit une impulsion transverse $\Delta p_x(t)$ donnée par :

$$\frac{\Delta p_x(t)}{mc} = \int_0^t Z_x(t-t') \mathcal{J}(t') \xi(t') dt' \equiv \int_0^t Z_x(t-t') f(t') dt' \quad (2.53)$$

De même pour l'impulsion transverse $\Delta p_y(t)$.

Avec $Z_x(t-t')$ la fonction de sillage de la cavité décrivant les champs électromagnétiques générés par les disques précédents dans la cavité, $\mathcal{J}(t')$ le courant du disque $I(t')$ normalisé à $I_0 = 17,05 kA$ et $\xi(t')$ le déplacement du centroïde dans la direction x .

Comme la convolution d'une intégrale est la transformée de Fourier du produit des transformées de l'intégrale, l'équation (2.53) est alors résolue grâce à la transformée de Fourier inverse de ce produit telle que :

$$\frac{\Delta p_x(t)}{mc} = \int_{-\infty}^{+\infty} Z(\omega) F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.54)$$

Avec ω la fréquence du mode, $Z(\omega)$ la transformée de Fourier de la fonction de sillage $Z(t)$ et $F(\omega)$ la transformée de Fourier de $f(t)$.

L'équation (2.54) met en évidence que l'impulsion transverse supplémentaire générée par les interactions BBU et délivrée au faisceau est amplifiée par un courant et un mouvement du centroïde du faisceau important. Pour cette raison, le profil temporel du courant dans l'injecteur est déterminé tel que les variations du courant sur le plateau soient faibles. De plus, le centroïde du faisceau est alors maîtrisé par un centrage en $x = 0 \text{ cm}$ et $y = 0 \text{ cm}$ afin de limiter l'influence du centroïde sur le BBU.

La modélisation de l'impulsion transverse du faisceau n'est à l'heure actuelle pas intégrée au code de transport EVOLI. D'un point de vue fonctionnel, le BBU serait modélisé par la subdivision du faisceau en n disques dans EVOLI. Un premier disque passerait dans la cavité accélératrice et modifierait alors les champs électromagnétiques de la cavité. Ce changement dans la cartographie des champs serait alors communiqué au second disque et ainsi de suite. Ces changements successifs seraient modélisés grâce à une fonction de sillage décrivant l'évolution des champs électromagnétiques le long de l'impulsion.

La deuxième partie de ce chapitre 2 a permis de présenter les différents modèles développés ou utilisés permettant de modéliser la dynamique du faisceau d'électrons dans l'accélérateur linéaire à induction, de l'injecteur à la ligne accélératrice et l'EGF. Ce simulateur numérique peut alors être appliqué à MCH3, accélérateur de référence de ces travaux de thèse.

3. Application du simulateur à MCH3

Cette partie se consacre à la modélisation des éléments constitutifs de MCH3 ainsi qu'à la validation numérique des différents codes constituant le simulateur.

Dans un premier temps, les éléments de l'accélérateur permettant de générer les champs électromagnétiques externes nécessaires au transport du faisceau d'électrons sont modélisés. Une fois toutes ces notions caractéristiques à MCH3 introduites, les codes LSP-Slice et EVOLI intégrés au sein du simulateur numérique sont inter comparés par la simulation d'un cas typique de transport du faisceau d'électrons dans MCH3.

3.1. Modélisation des éléments constitutifs à MCH3

Afin de modéliser la dynamique du faisceau d'électrons dans MCH3, les éléments spécifiques à l'accélérateur doivent être modélisés. Ces éléments tels que les gaps accélérateurs et les solénoïdes permettent de produire les champs électromagnétiques nécessaires au transport du faisceau d'électrons. Ces éléments constituent la cellule à induction décrite dans la partie « Fonctionnement de l'accélérateur MCH3 » page 15 du Chapitre 1. Leur modélisation est alors présentée dans cette première partie.

3.1.1. Champs électriques

Le champ électrique permettant d'accélérer le faisceau lors de son transport dans la ligne accélératrice et l'EGF est produit par les gaps accélérateurs. De plus, au sein de l'injecteur, la diode produit un champ de fuite électrique à prendre en considération. Ces deux aspects sont modélisés.

3.1.1.1. Gaps accélérateurs

La présence de gaps accélérateurs dans les cellules à induction est essentielle au transport du faisceau dans la ligne accélératrice. Ces gaps permettent d'accélérer le faisceau et chacun des 64 gaps de l'accélérateur délivre au faisceau une énergie supplémentaire pouvant aller jusqu'à 240 keV. A partir de la connaissance de la géométrie des gaps ainsi que de l'évolution temporelle de la tension à leurs bornes, il est alors possible de calculer les champs électriques externes appliqués au faisceau. Deux étapes sont nécessaires : la détermination du champ électrique axial sur l'axe $E_z(0, z)$ puis la détermination des champs externes appliqués en coordonnées cylindriques en tout point (r, z) de l'espace.

Tout d'abord, le gap accélérateur peut être vu comme une lentille électrostatique [98]. Cette lentille symétrique est constituée de deux cylindres de même rayon r_{tube} et séparés d'une distance l_{gap} infinitésimale ($l_{gap} \ll r_{tube}$). Cette géométrie de type cylindrique est illustrée par la Figure 2-11; V_1 et V_2 représentent les valeurs de potentiel de chaque cylindre.

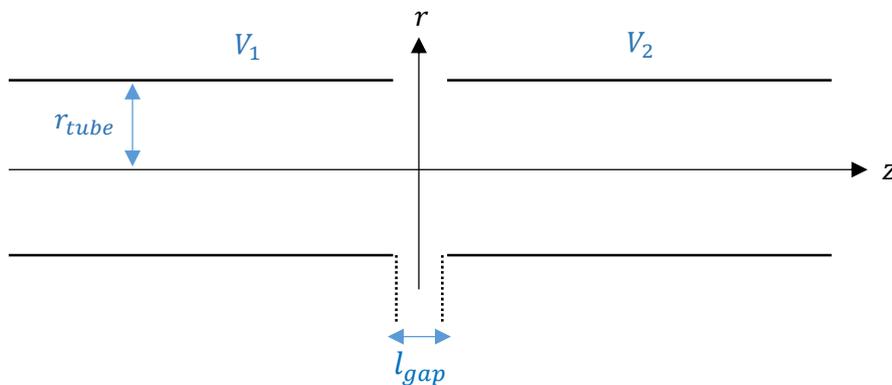


Figure 2-11 Représentation d'un gap accélérateur comme une lentille mince.

La distribution du potentiel sur l'axe $\phi(0, z)$ est alors approchée, avec $\alpha = 1,318/r_{tube}$, par l'expression :

$$\phi(0, z) = V(z) = \frac{V_1 + V_2}{2} + \frac{V_2 - V_1}{2} \tanh \alpha z \quad (2.55)$$

A partir de l'expression du potentiel et par la relation $\vec{E} = -\overrightarrow{grad} V$, il est désormais possible de déterminer le champ électrique axial $E_z(0, z)$ sur l'axe ($r = 0 \text{ cm}$) en tout point de l'axe de propagation du faisceau z tel que :

$$E_z(0, z) = -\frac{V\alpha}{2} \frac{1}{\cosh^2(\alpha z)} \quad (2.56)$$

Avec V la tension délivrée par le gap accélérateur au faisceau et α définit précédemment.

Le champ électrique axial $E_z(0, z)$ au niveau d'un gap accélérateur centré en $z = 0$ en fonction de z est représenté sur la Figure 2-12 pour des valeurs typiques de MCH3, $r_{tube} = 7,4 \text{ cm}$ et $V = 240 \text{ keV}$.

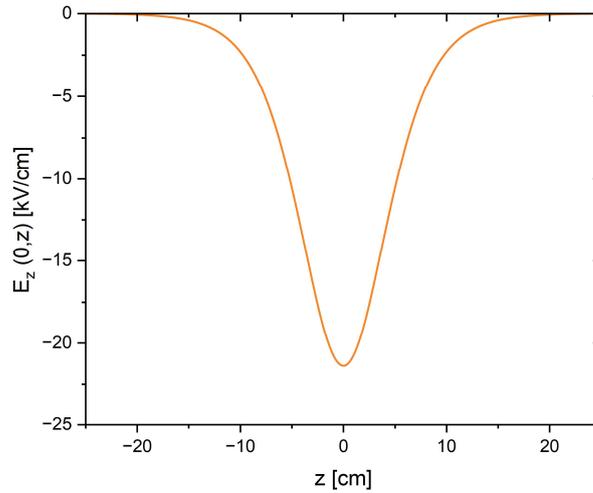


Figure 2-12 Champ électrique sur l'axe au niveau d'un gap accélérateur centré en $z = 0$.

Ensuite, les champs électriques axial et radial hors-axe ($r \neq 0$) sont déterminés en tout point (r, z) de l'espace par leur représentation en séries [67] :

$$E_z(r, z) = \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{(v!)^2} \frac{\partial^{2v} E}{\partial z^{2v}} \left(\frac{r}{2}\right)^{2v} \quad (2.57)$$

$$E_r(r, z) = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{(-1)^v}{v!(v-1)!} \frac{\partial^{2v-1} E}{\partial z^{2v-1}} \left(\frac{r}{2}\right)^{2v-1} \quad (2.58)$$

Dans le code EVOLI, le choix a été fait de modéliser les champs par les termes jusqu'au deuxième ordre uniquement. Les dérivées première, seconde et troisième du champ magnétique axial $E_z(0, z)$ sont alors calculées analytiquement afin de déterminer les champs tels que :

$$E_z(r, z) = E_z(0, z) - \frac{r^2}{4} \frac{\partial^2 E_z(0, z)}{\partial z^2} \quad (2.59)$$

$$E_r(r, z) = -\frac{r}{2} \frac{\partial E_z(0, z)}{\partial z} + \frac{r^3}{16} \frac{\partial^3 E_z(0, z)}{\partial z^3} \quad (2.60)$$

La Figure 2-13 et la Figure 2-14 représentent respectivement les composantes axiale et radiale du champ électrique en fonction de z pour deux positions radiales, $r = 3,5 \text{ cm}$ (au niveau du demi-rayon du tube de la ligne accélératrice) et $r = 7 \text{ cm}$ (au niveau du rayon du tube de la ligne accélératrice). Il est rappelé qu'à $r = 0 \text{ cm}$, le champ électrique total est uniquement défini par le champ électrique sur l'axe $E_z(0, z)$.

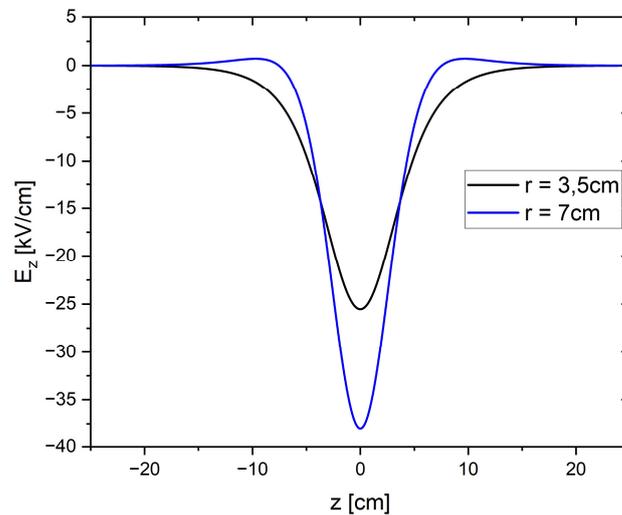


Figure 2-13 Champ électrique axial aux positions $r = 3,5 \text{ cm}$ (courbe noire) et $r = 7 \text{ cm}$ (courbe bleue).

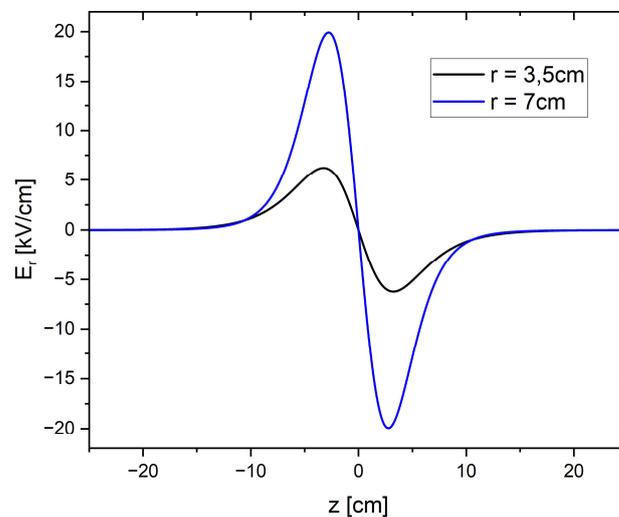


Figure 2-14 Champ électrique radial aux positions $r = 3,5 \text{ cm}$ (courbe noire) et $r = 7 \text{ cm}$ (courbe bleue).

Cette modélisation du champ électrique n'est valide que lorsque des gaps accélérateurs sont présents ; ce qui est le cas dans la ligne accélératrice. Cependant, il est nécessaire de connaître le champ électrique au sein de l'injecteur. Cette détermination fait l'objet de la partie suivante.

3.1.1.2. Champ de fuite de l'injecteur

Le champ électrique ne peut être défini analytiquement dans la diode [99]. Le champ électrique de fuite généré par la diode est alors donné par une carte de champ de référence obtenue à l'aide d'une simulation numérique électrostatique réalisée avec le code électromagnétique CST [100].

Cette cartographie du champ de fuite de la diode est intégrée au code de transport car selon le point de départ de certaines simulations effectuées, le champ de fuite de la diode est toujours présent (Figure 2-15). Le faisceau atteint son énergie cinétique maximale dans l'injecteur qu'à partir d'une trentaine de cm (courbe rouge de la Figure 2-15).

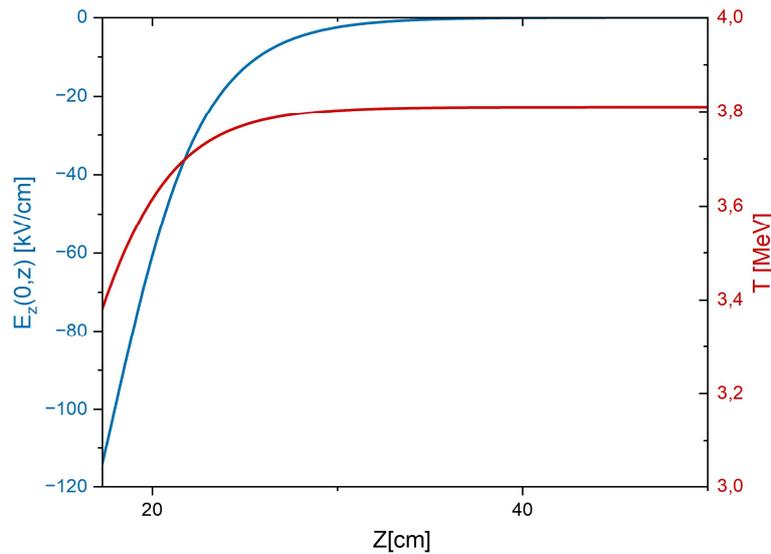


Figure 2-15 Champ électrique de fuite de la diode (en bleu) et évolution de l'énergie cinétique du faisceau (en rouge) à partir de l'anode $z = 17,3$ cm.

Le champ électrique généré par les éléments de MCH3 est alors modélisé au sein du code de transport EVOLI permettant au faisceau d'électrons d'être accéléré. Son rayon doit être contrôlé lors de son accélération par la présence d'un champ magnétique décrit dans le paragraphe suivant.

3.1.2. Champs magnétiques

Comme évoqué précédemment, le champ magnétique permet de contrôler le rayon d'enveloppe du faisceau d'électrons lors de son transport dans l'accélérateur. Ce champ est généré par des solénoïdes de focalisation présents au sein des cellules à induction. Dans ces cellules, des déviateurs magnétiques sont également intégrés afin de contrôler les mouvements transverses en (x, y) du faisceau d'électrons par la génération de champs magnétiques transverses supplémentaires en x et y . Ces deux éléments de la cellule à induction sont également modélisés. Le champ magnétique terrestre est intégré car il peut également influencer le transport du faisceau d'électrons.

3.1.2.1. Solénoïdes de focalisation

Le champ magnétique de focalisation est généré par les solénoïdes de focalisation dont les caractéristiques sont décrites dans le chapitre 1. La forme analytique de ce champ dépend des paramètres géométriques et électriques du solénoïde et vérifie les équations de Maxwell [101].

Le solénoïde est considéré comme un cylindre épais, dont la génératrice est l'axe de la machine z , représenté par la Figure 2-16. Il est défini par des paramètres géométriques, sa longueur l_{gsol} , son rayon intérieur r_1 , son rayon extérieur r_2 et la position de son centre z_{sol} .

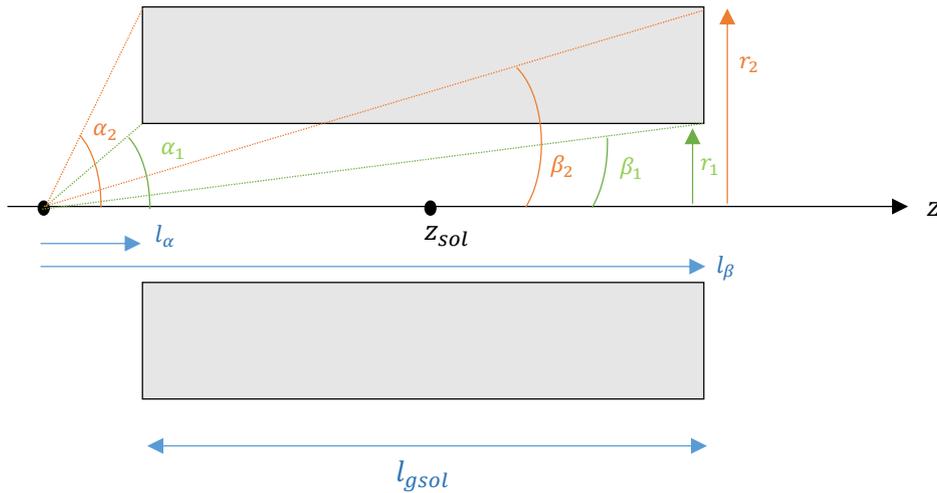


Figure 2-16 Représentation géométrique d'un solénoïde parfait.

Le solénoïde génère un champ magnétique axisymétrique ($\partial/\partial\theta \approx 0$). De même que pour le champ électrique, le champ magnétique peut être calculé en tout point de l'espace (r, z) par sa représentation en séries. La description de champ est limitée au deuxième ordre telle que :

$$B_z(r, z) = B_z(0, z) - \frac{r^2}{4} B_z''(0, z) \quad (2.61)$$

$$B_r(r, z) = -\frac{r}{2} B_z'(0, z) + \frac{r^3}{16} B_z'''(0, z) \quad (2.62)$$

Ces calculs de champ magnétique dépendent du champ magnétique sur l'axe $B_z(0, z)$ et de ses dérivées jusqu'au troisième ordre.

La densité de courant dans le solénoïde étant supposée uniforme, le champ magnétique sur l'axe est défini pour un solénoïde parfait de la Figure 2-16 par :

$$B_z(0, z) = \frac{\mu n_t I_{sol}}{2l_g} \left(l_\beta \ln \left(\left(\frac{1 + \sin \beta_2}{1 - \sin \beta_2} \right) \left(\frac{1 - \sin \beta_1}{1 + \sin \beta_1} \right) \right) - l_\alpha \ln \left(\left(\frac{1 + \sin \alpha_2}{1 - \sin \alpha_2} \right) \left(\frac{1 - \sin \alpha_1}{1 + \sin \alpha_1} \right) \right) \right) \quad (2.63)$$

Dans cette formule, les termes représentés sont : μ la permittivité magnétique du milieu, n_t le nombre d'enroulements par unité de surface du solénoïde, I_{sol} l'intensité du courant traversant le bobinage, $l_\alpha = z_{sol} - z - l_{gsol}/2$ et $l_\beta = z_{sol} - z + l_{gsol}/2$, $\sin \alpha_i = r_i / (l_\alpha^2 + r_i^2)^{1/2}$ et $\sin \beta_i = r_i / (l_\beta^2 + r_i^2)^{1/2}$ avec $i = 1$ ou 2 avec les angles α et β déterminés sur la Figure 2-16.

Les mesures magnétiques réalisées par le fabricant SigmaPhi en collaboration avec B. Cassany du CEA/CESTA sur les solénoïdes de MCH3 ont permis de mettre au point une expression simplifiée du champ magnétique sur l'axe $B_z(0, z)$. Le champ solénoïdal est alors déterminé par une formule de lissage des données expérimentales :

$$B_z(0, z) = K \frac{\mu_0 N I_{sol}}{2l_{sol}} \left(\frac{l_\beta}{(|l_\beta|^\nu + r_s^\nu)^{\frac{1}{\nu}}} - \frac{l_\alpha}{(|l_\alpha|^\nu + r_s^\nu)^{\frac{1}{\nu}}} \right) \quad (2.64)$$

Les paramètres de lissage K , l_{sol} , ν et r_s représentent respectivement l'amplitude du champ magnétique, la longueur du solénoïde, la forme du champ magnétique et le rayon du solénoïde. De plus, μ_0 définit la perméabilité magnétique du vide, I_{sol} le courant circulant dans les spires du solénoïde, N le nombre d'enroulements et $l_\alpha = z_{sol} - z - l_{sol}/2$ et $l_\beta = z_{sol} - z + l_{sol}/2$.

La Figure 2-17 montre la forme du champ magnétique sur l'axe $B_z(0, z)$ généré par un solénoïde avec les paramètres de lissage $K = 1,00273$, $l_{sol} = 35,170$ cm, $\nu = 2$ et $r_s = 10,56$ cm alimenté par un courant de 150 A.

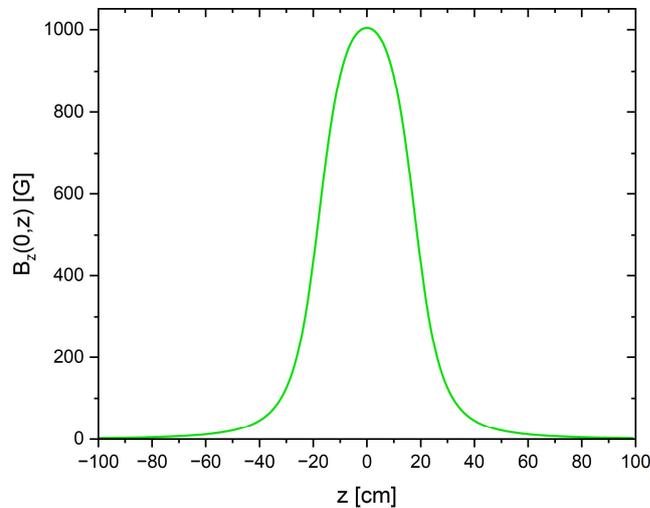


Figure 2-17 Champ magnétique sur l'axe généré par un solénoïde alimenté d'un courant de 150 A.

Le champ magnétique sur l'axe étant défini, ses dérivées jusqu'au troisième ordre sont alors calculées analytiquement et les composantes axiale et radiale du champ magnétique exprimées par les équations (2.61) et (2.62) peuvent alors être déterminées si l'on suppose le solénoïde parfaitement aligné. La Figure 2-18 et la Figure 2-19 représentent respectivement les champs magnétiques axial et radial en fonction de z pour deux positions radiales typiques, $r = 3,5 \text{ cm}$ (au niveau du demi-rayon du tube de la ligne accélératrice) et $r = 7 \text{ cm}$ (au niveau du rayon du tube de la ligne accélératrice).

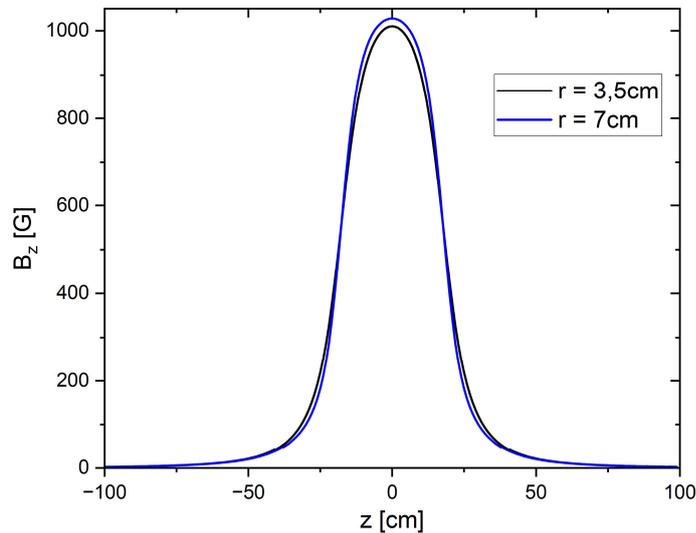


Figure 2-18 Champ magnétique axial aux positions $r = 3,5 \text{ cm}$ (courbe noire) et $r = 7 \text{ cm}$ (courbe bleue).

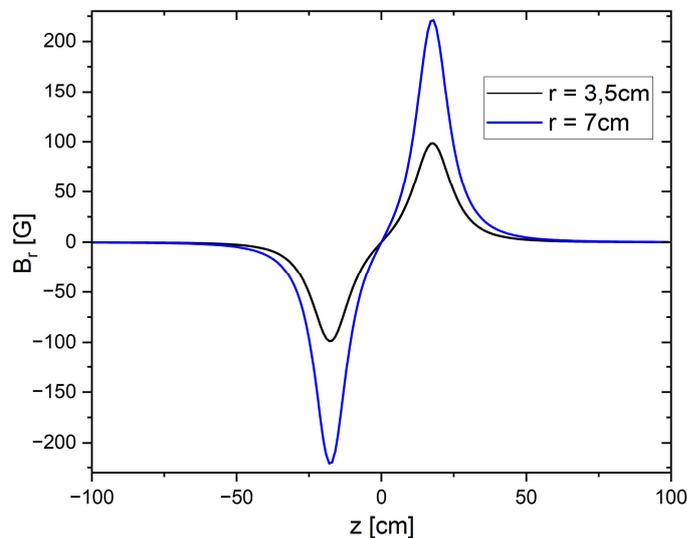


Figure 2-19 Champ magnétique radial aux positions $r = 3,5 \text{ cm}$ (courbe noire) et $r = 7 \text{ cm}$ (courbe bleue).

Le champ magnétique généré par les solénoïdes de focalisation est désormais modélisé dans le code de transport EVOLI. Nous nous intéressons maintenant au second champ magnétique produit par les déviateurs magnétiques de l'accélérateur MCH3.

3.1.2.2. Déviateurs magnétiques

Le champ externe généré par un déviateur magnétique est calculé grâce à une formule de lissage [101] obtenue en ajustant les mesures effectuées par la société Sigmaphi et B. Cassany du CEA/CESTA sur le même principe que celle d'un solénoïde (équation (2.64)) :

$$B_0 = GI_s \times \left(\frac{l_\beta}{\sqrt{|l_\beta|^2 + r_s^2}} - \frac{l_\alpha}{\sqrt{|l_\alpha|^2 + r_s^2}} \right) \quad (2.65)$$

G désigne un facteur multiplicatif fixé et r_s représente le rayon des spires du déviateur magnétique.

La Figure 2-20 montre une allure typique du champ généré par un déviateur magnétique alimenté par un courant de 5 A.

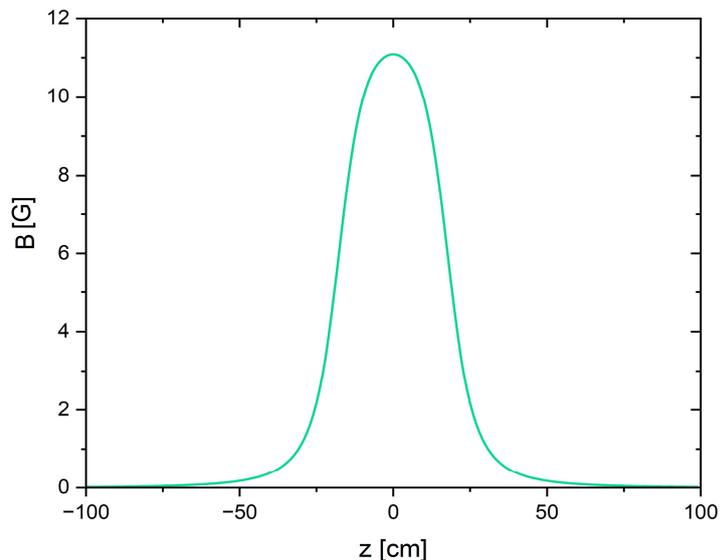


Figure 2-20 Champ magnétique sur l'axe généré par un déviateur magnétique alimenté d'un courant de 5 A.

Dans MCH3, un déviateur magnétique est composé de deux paires de déviateur, un horizontal et un vertical tel que décrit dans le Chapitre 1 page 15. Ils permettent respectivement de générer un champ magnétique transverse en x et en y afin de corriger la position du faisceau. Ils peuvent être alimentés de façon indépendante. Dans le cas du déviateur horizontal, seule la composante B_x est modifiée par le champ illustré par la Figure 2-20 alors que, dans le cas du déviateur vertical, la composante B_y du champ est modifiée.

Les champs magnétiques produits par les solénoïdes et les déviateurs magnétiques des cellules ayant été définis, la présence du champ magnétique terrestre à l'emplacement de l'accélérateur MCH3 reste à prendre en compte dans EVOLI.

3.1.2.3. Champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre est déterminé en coordonnées cartésiennes et tient compte de la position géographique de l'accélérateur ainsi que de son orientation par rapport au Nord magnétique tel que présenté dans le rapport de O. Mouton [99].

L'amplitude et l'inclinaison du champ magnétique par rapport au plan de l'accélérateur représentent les données du champ magnétique terrestre à l'emplacement de l'accélérateur sont déterminées grâce au National Geophysical Data Center [102]. De plus, l'orientation de l'axe de propagation z de l'accélérateur MCH3 par rapport au Nord magnétique est déterminée.

Par ces différentes caractéristiques, les composantes du champ magnétique terrestre pour l'accélérateur MCH3 sont déterminées par $B_x = -20,15 \mu T$, $B_y = -42,61 \mu T$ et $B_z = 7,33 \mu T$.

Cette première partie a permis de présenter la modélisation des éléments constitutifs à MCH3 nécessaires à l'application du simulateur numérique dans un cas typique du transport du faisceau d'électrons. La seconde partie propose alors des inter-comparaisons des codes intégrés au simulateur numérique afin de les valider numériquement.

3.2. Comparaisons inter-codes

Pour conclure ce chapitre sur la modélisation de la dynamique du faisceau dans un LIA, des comparaisons inter-codes sont réalisées sur un cas dit de référence du transport du faisceau d'électrons au sein de MCH3. Les conditions initiales de ce cas de référence sont déterminées par l'exploitation de la méthode des 3 gradients qui est présentée dans le chapitre 3. Les comparaisons inter-codes sont alors uniquement réalisées pour les modèles développés ou utilisés afin de modéliser la dynamique du faisceau d'électrons au sein de la ligne accélératrice et de l'EGF. L'objectif est donc de montrer que les codes présents dans le simulateur numérique sont cohérents.

Dans un premier temps, les modèles LSP-Slice 1D et 2D seront inter-comparés. L'influence du nombre de macro-particules au sein de la distribution initiale des particules du faisceau sera étudiée. Dans un second temps, une comparaison du code de transport EVOLI avec le modèle LSP-Slice sera réalisée afin de déterminer la cohérence des deux modèles pour le faisceau d'électrons étudié.

3.2.1. LSP-Slice 1D vs LSP-Slice 2D

3.2.1.1. Influence du nombre de macro-particules

Comme évoqué dans la partie « Modèles 1D et 2D » page 32, la distribution initiale des particules du faisceau nécessaire au code LSP-Slice est générée à partir des conditions initiales du faisceau par un outil nommé Extractor. Lors de cette définition de la distribution initiale, le nombre de macro-particules de la distribution du faisceau est choisi par l'utilisateur avec pour objectif de représenter au

mieux la distribution de particules d'un faisceau uniforme d'électrons. L'influence de ce nombre est alors étudiée d'abord pour le modèle 1D puis pour le modèle 2D.

Lors de la création de la distribution initiale des particules en 1D, le nombre de particules est donné de manière globale et choisi de façon à obtenir la distribution d'un faisceau axisymétrique uniforme dont les conditions initiales sont correctes. Plusieurs fichiers de particules pour des mêmes conditions initiales sont générés pour un nombre différent de macro-particules. La tranche du faisceau est alors transportée dans l'accélérateur MCH3 et l'évolution du rayon r_{rms} et de l'émittance normalisée du faisceau sont alors analysées afin de conclure au nombre correct de macro-particules nécessaires à la simulation 1D d'une tranche du faisceau par LSP-Slice.

Les Figure 2-21(a) et Figure 2-21(b) montrent respectivement l'évolution du rayon r_{rms} R_{rms} et de l'émittance normalisée du faisceau le long de l'axe de propagation z pour des tranches du faisceau constituées d'un nombre différent de macro-particules (400 à 8000 particules) dans leur distribution initiale. Le nombre de macro-particules n'a que très peu d'impact sur l'évolution du rayon R_{rms} du faisceau lors de sa propagation par l'algorithme Slice (Figure 2-21(a)). En revanche, sur la Figure 2-21(b), l'influence du nombre de macro-particules dans la distribution initiale de la tranche du faisceau sur l'évolution de l'émittance normalisée est observée. L'émittance est une mesure statistique de la dispersion de la distribution des particules (partie 1 page 2320), les différences selon le nombre de particules est alors évident. Lorsque le nombre de particules est inférieur à 2000, l'émittance normalisée fluctue. A partir de 2000 particules, l'émittance normalisée gravite autour d'une valeur de $0,116 \text{ cm. rad}$. A partir d'un nombre de 4000 macro-particules dans la distribution initiale, l'émittance normalisée est considérée comme relativement constante car son amplitude et son accroissement sont faibles lors du transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur. La tranche du faisceau est alors initialisée avec au moins 4000 macro-particules. Puisque le temps de calcul de l'algorithme Slice augmente avec le nombre de macro-particules dans la distribution initiale de la tranche du faisceau, le nombre de 4000 macro-particules est alors satisfaisant lors de la modélisation du transport d'électrons par le modèle Slice 1D.

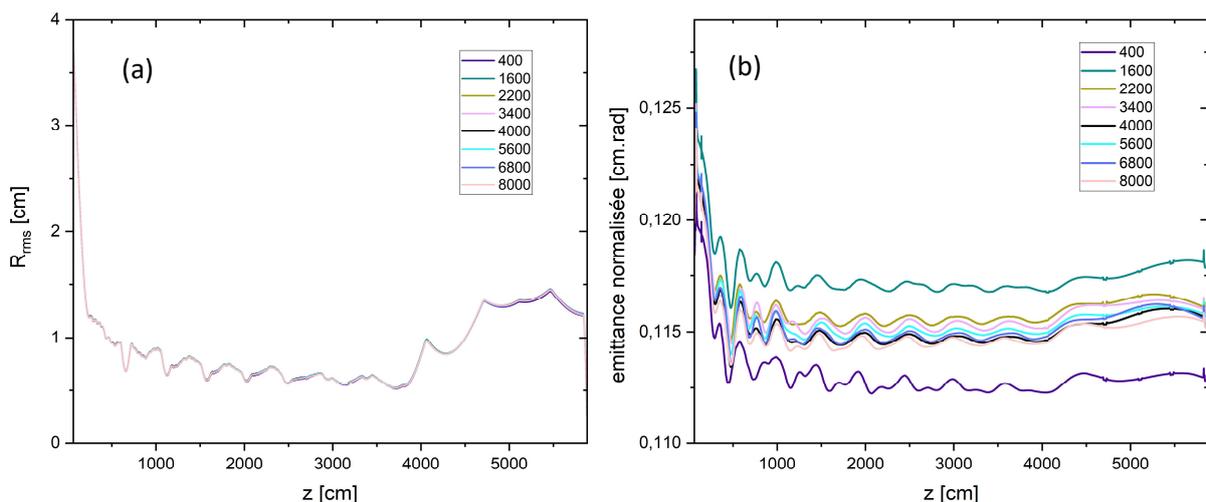


Figure 2-21 Evolution du rayon rms R_{rms} (a) et de l'émittance normalisée (b) lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur par le modèle Slice 1D pour différents nombres de macro-particules dans la distribution initiale du faisceau.

La même démarche est appliquée pour déterminer le nombre de macro-particules de la distribution initiale du faisceau nécessaire au modèle Slice 2D. La version 2D utilise le système de coordonnées cartésiennes ; le nombre de macro-particules est alors déterminé indirectement puisque l'utilisateur définit le nombre de cellules du maillage puis le nombre de macro-particules en x et en y au sein d'une cellule. Plusieurs fichiers de particules sont alors générés avec un nombre différent de macro-particules dans la distribution initiale du faisceau.

Pour chacune de ces distributions, les évolutions du rayon rms et de l'émittance normalisée du faisceau le long de l'axe de propagation z sont alors modélisées par le modèle Slice 2D et présentées respectivement sur les Figure 2-22(a) et Figure 2-22(b). Contrairement au modèle 1D, le nombre de macro-particules a une légère influence sur le rayon rms du faisceau. La Figure 2-22(a) montre que pour un nombre de macro-particules trop faible (inférieur à 1000), le rayon rms est légèrement décalé vers des valeurs de rayon plus faibles. De plus, l'émittance normalisée pour une distribution composée de peu de particules n'est plus constante (Figure 2-22(b)). Pour plusieurs milliers de particules, les Figure 2-22(a) et Figure 2-22(b) montrent peu de différences sur l'évolution du rayon rms et de l'émittance normalisée lors de la propagation du faisceau par l'algorithme Slice. La distribution initiale d'environ 71000 macro-particules dans la tranche du faisceau possède une émittance normalisée la plus constante lors du transport du faisceau d'électrons. Cette distribution initiale des particules du faisceau est alors satisfaisante pour la modélisation du transport du faisceau d'électrons par le modèle Slice 2D.

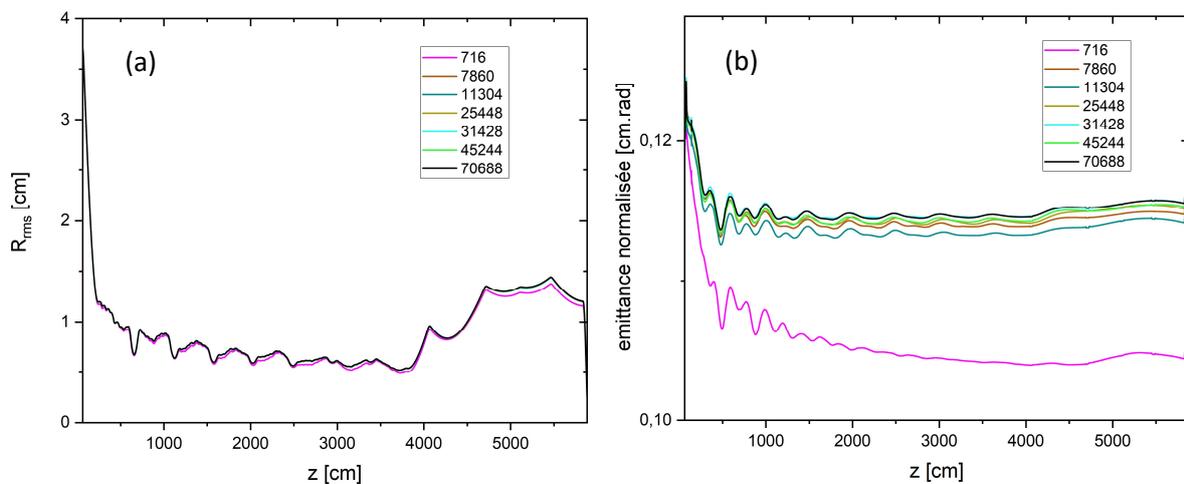


Figure 2-22 Evolution du rayon rms R_{rms} (a) et de l'émittance normalisée (b) lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur par le modèle Slice 2D pour différents nombres de macro-particules dans la distribution initiale du faisceau.

L'influence du nombre de macro-particules dans la tranche initiale du faisceau d'électrons a donc été étudiée et le nombre de macro-particules nécessaire aux modèles LSP-Slice 1D et 2D a été quantifié. Les modèles LSP-Slice 1D et 2D peuvent alors être inter comparés par l'étude de l'influence de leur dimensionnalité.

3.2.1.2. Influence de la dimensionnalité

L'influence de la dimensionnalité des modèles Slice 1D et 2D est étudiée par la comparaison des résultats issus de ces modèles pour un cas dit de référence du transport du faisceau d'électrons au sein de MCH3. Comme évoqué dans le paragraphe « Modèles 1D et 2D » page 32, seul le modèle Slice 2D permet de modéliser des faisceaux décentrés de l'axe de l'accélérateur. Le faisceau d'électrons du cas de référence MCH3 est alors considéré centré pour cette comparaison LSP-Slice 1D et 2D.

Les Figure 2-23(a) et Figure 2-23(b) présentent l'inter-comparaison des modèles LSP-Slice 1D et 2D pour un transport centré du faisceau d'électrons dans l'accélérateur MCH3. L'évolution du rayon d'enveloppe du faisceau d'électrons le long de l'axe de propagation du faisceau z est présentée dans la Figure 2-23(a). Malgré leur dimensionnalité différente, il n'y a pas de disparités visibles entre ces deux modèles sur l'évolution du rayon d'enveloppe. Les modèles Slice permettent notamment d'étudier l'accroissement de l'émittance normalisée lors du transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur. La Figure 2-23(b) décrit l'évolution de l'émittance normalisée au cours du transport du faisceau d'électrons. Aucune disparité n'est alors observée entre les modèles LSP-Slice 1D et 2D. Ces modèles peuvent donc être utilisés indifféremment si la dynamique d'un faisceau centré d'électrons est modélisée.

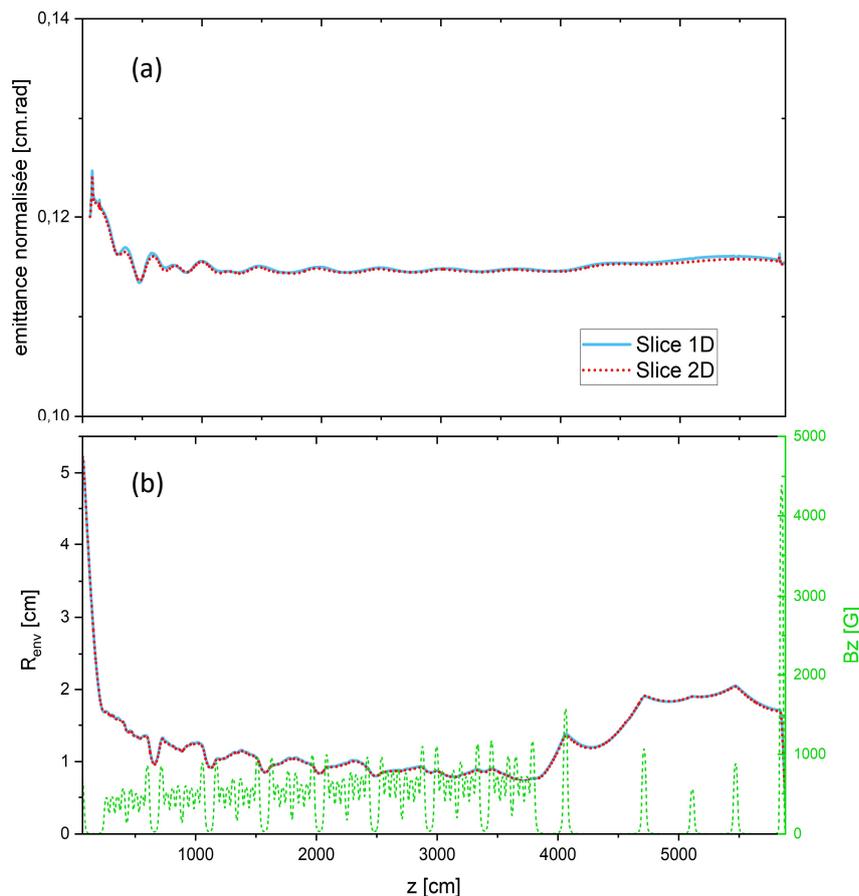


Figure 2-23 Evolution de l'émittance normalisée (a) et du rayon d'enveloppe R_{env} (b) lors de la propagation du faisceau d'électrons modélisé par LSP-Slice 1D (courbe bleue) et 2D (courbe rouge). En vert, le profil du champ magnétique externe sur l'axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport.

L'inter-comparaison des modèles Slice 1D et 2D a été réalisée dans cette première partie. La simulation du transport du faisceau centré d'électrons à l'aide de ces deux modèles aboutit aux mêmes résultats sur l'enveloppe et l'émittance normalisée du faisceau. En pratique, le modèle LSP-Slice 2D sera utilisé lors de l'étude de la dynamique d'un faisceau d'électrons décentré, ce que seul LSP-Slice 2D permet. Le code de transport EVOLI est alors comparé au code LSP-Slice afin de valider les formalismes qu'il utilise.

3.2.2. LSP-Slice vs EVOLI

Une comparaison du code de transport EVOLI avec LSP-Slice est réalisée afin de valider numériquement le développement du code EVOLI. Dans un premier temps, le faisceau d'électrons est supposé centré afin de valider la modélisation de l'enveloppe. Dans un second temps, une validation de la modélisation du centroïde dans EVOLI est proposée pour un faisceau d'électrons considéré décentré de l'axe de MCH3.

3.2.2.1. Faisceau sans décentrement

Afin de valider la modélisation de l'enveloppe au sein du code de transport EVOLI, une comparaison avec le modèle Slice est proposée. Le cas de référence MCH3 décrit alors un faisceau d'électrons uniforme parfaitement centré soumis à des champs externes également parfaitement centrés.

La Figure 2-24 montre l'évolution du rayon d'enveloppe au cours de son transport de l'anode à la cible de conversion au sein de l'accélérateur MCH3 modélisé par le code de transport EVOLI et par LSP-Slice. La modélisation de l'enveloppe par LSP-Slice est désadaptée dès l'injection du faisceau dans l'EGI de l'injecteur. En initialisant la distribution des particules du faisceau à l'anode, il semble que les solutions initiales des champs électromagnétiques ne peuvent alors être trouvées par l'algorithme LSP-Slice.

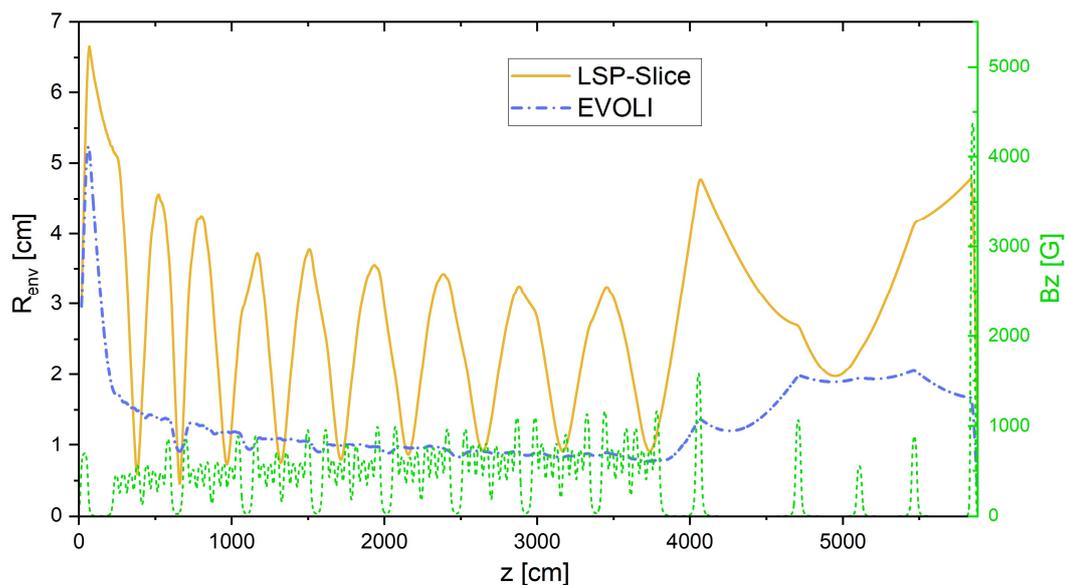


Figure 2-24 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} modélisé par LSP-Slice 2D (courbe orange) et EVOLI (courbe bleue) lors de la propagation du faisceau d'électrons de l'anode ($z = 17,3$ cm) à la cible de conversion. En vert, le profil du champ magnétique externe sur l'axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport.

Afin de résoudre ce problème, une solution proposée par C. Ekdahl dans son rapport « *User Guide for the LSP-Slice PIC code* » [26] est exploitée. Le choix est fait d'extraire la distribution initiale des particules au maximum local du rayon d'enveloppe dans l'injecteur (R_{env} maximal et $R'_{env} \sim 0$) tel que défini sur la Figure 2-25 pour le cas typique du transport du faisceau d'électrons au sein de l'accélérateur MCH3.

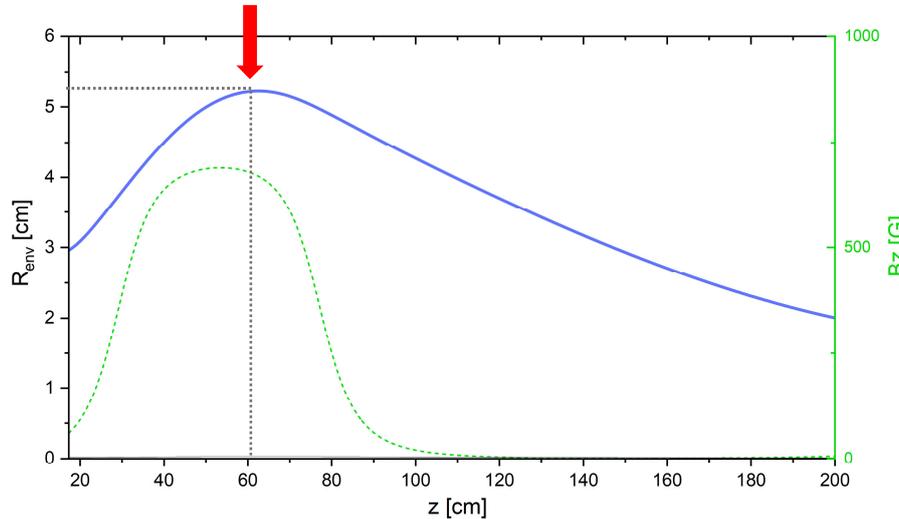


Figure 2-25 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} (courbe bleue) et du champ magnétique externe sur l'axe (courbe verte) lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'injecteur. La flèche rouge indique la position d'extraction de la distribution initiale des particules pour le modèle LSP-Slice.

Cette position d'extraction de la tranche du faisceau pour les simulations Slice devient alors le point de départ de la simulation réalisée par le code de transport EVOLI. Le rayon d'enveloppe du faisceau est simulé par les codes LSP-Slice et EVOLI en partant de la position R_{env} maximale dans l'injecteur et est représenté sur la Figure 2-26.

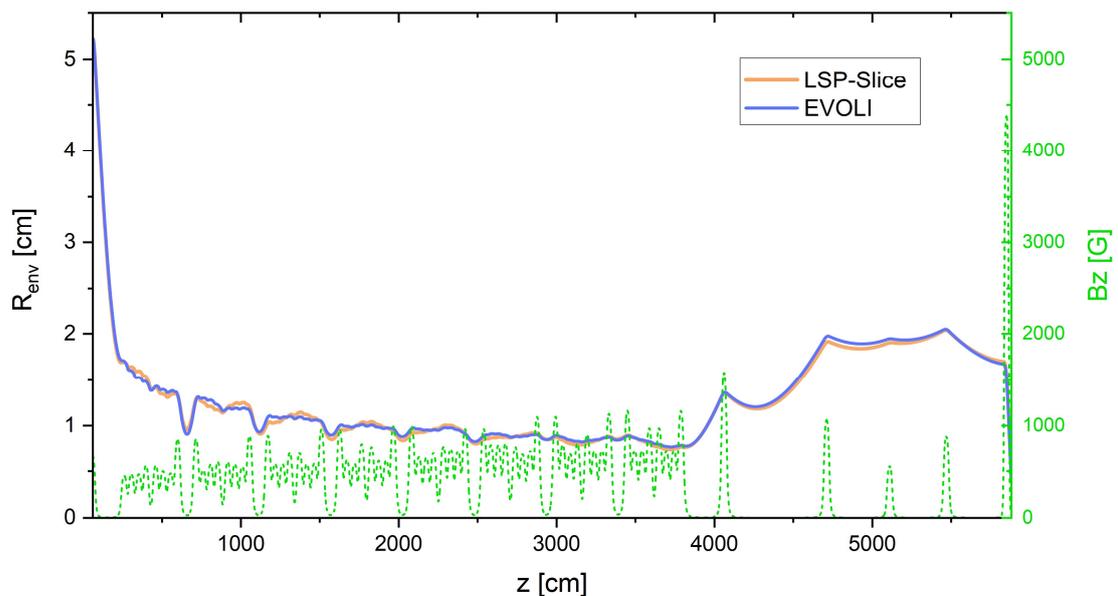


Figure 2-26 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d'électrons de la position d'extraction de la tranche du faisceau à la cible de conversion modélisé par LSP-Slice 2D (courbe orange) et EVOLI (courbe bleue). En vert, le profil du champ magnétique externe sur l'axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport.

La Figure 2-26 montre le très bon accord entre les modélisations Slice et le modèle enveloppe avec des disparités de l'ordre de 3 % en moyenne. Ces légères disparités sont dues aux différences dans la physique et les approximations utilisées.

Les termes de correction de second ordre, la dépression de l'énergie cinétique liée à la charge d'espace et la dépression du champ magnétique liée au diamagnétisme du faisceau sont explicites dans Slice mais approchés dans les codes enveloppes (paragraphe 3.2.1). Le poids de ces corrections nécessaires au bon accord entre les modèles Slice et enveloppe est illustrée sur la Figure 2-27. Le terme lié à la dépression de l'énergie cinétique influence de manière modérée le transport du faisceau (Figure 2-27(a)). De plus, la Figure 2-27(b) montre que la correction due au diamagnétisme du faisceau entraîne des variations inférieures à 2 %. Enfin, dans le code enveloppe, l'émittance normalisée est considérée constante le long du transport. Dans Slice, cette émittance est calculée et son léger accroissement peut alors influencer le rayon d'enveloppe du faisceau.

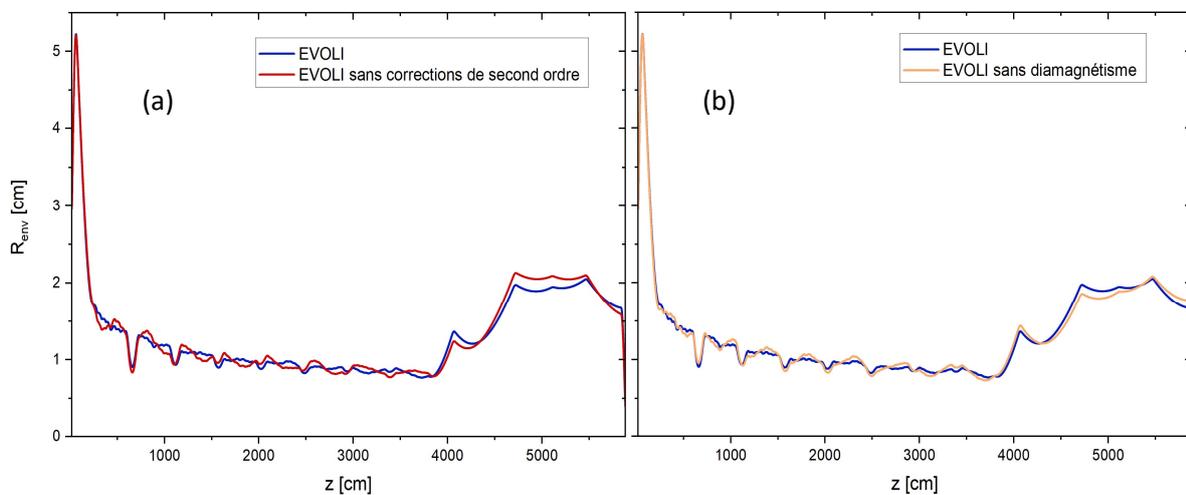


Figure 2-27 Evolution du rayon d'enveloppe lors du transport du faisceau dans l'accélérateur par le code EVOLI obtenue avec prise en compte des corrections de second ordre (courbe bleue) comparé au transport (a) sans prise en compte des corrections de second ordre et (b) sans prise en compte du terme correctif lié au diamagnétisme.

Enfin, des études ont été réalisées afin de déterminer plus exactement les raisons pour lesquelles l'enveloppe du faisceau modélisée par LSP-Slice est désadaptée lorsque la distribution initiale des particules du faisceau est initialisée à l'anode. Lors de l'exécution du code LSP-Slice, la cartographie du champ électrique sur l'axe est fournie au code et déterminée à partir de l'anode par le champ de fuite de la diode. Afin d'initialiser les solutions initiales des champs électromagnétiques, le code interpole les champs électromagnétiques et a donc besoin de valeurs avant l'anode. La cartographie du champ électrique sur l'axe avant l'anode a donc été dans un premier temps évaluée à 0 produisant une discontinuité importante par rapport à la valeur de -120 kV/cm à l'anode. L'hypothèse retenue est que les solutions initiales des champs électromagnétiques ne peuvent pas être calculées à cause de cette discontinuité du champ électrique. La discontinuité du champ électrique est éliminée afin d'initialiser la distribution des particules à une position z quelconque. La Figure 2-28 montre l'évolution du rayon d'enveloppe au cours de son transport de l'anode à la cible de conversion modélisée par le code de transport EVOLI et par LSP-Slice. Sans la présence de la discontinuité du champ électrique, l'accord entre les modélisations Slice et EVOLI du rayon d'enveloppe de l'anode à la cible de conversion est alors très bon.

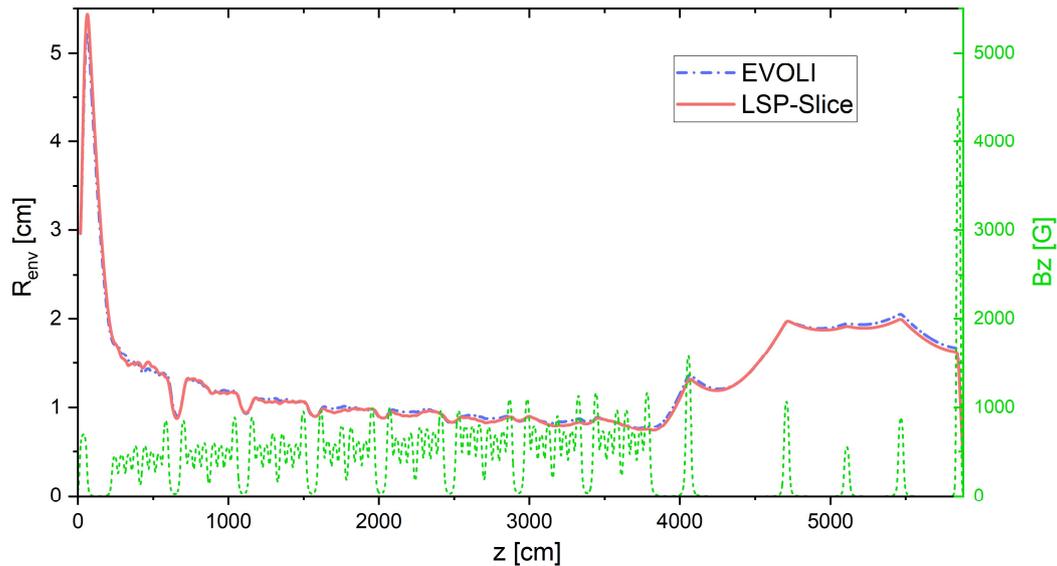


Figure 2-28 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d'électrons de l'anode à la cible de conversion modélisée par LSP-Slice 2D (courbe rouge) et EVOLI (courbe bleue). En vert, le profil du champ magnétique externe sur l'axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport.

Des études pourront être menées à l'aide de simulations CST de la diode par exemple afin de déterminer la cartographie du champ électrique de fuite de la diode avant l'anode et pas uniquement à partir de la position de l'anode. La cartographie complète du champ électrique au niveau de la diode permettrait alors de régler le problème de discontinuité du champ électrique lors des simulations LSP-Slice.

Les modélisations du rayon d'enveloppe par le modèle LSP-Slice et par le formalisme de l'enveloppe dans le code de transport EVOLI sont alors cohérentes dans leur formalisme pour le transport d'un faisceau d'électrons uniforme parfaitement centré soumis à des champs externes également centrés. Le code de transport EVOLI est alors valide sur le plan de l'enveloppe. La modélisation du centroïde par le modèle LSP-Slice et le code de transport EVOLI est alors inter comparée dans le paragraphe suivant.

3.2.2.2. Faisceau avec décentrement

Dans ce paragraphe final, le cas de référence MCH3 décrit un faisceau d'électrons uniforme et décentré en x à l'anode afin de valider la modélisation du centroïde au sein du code de transport EVOLI avec le modèle LSP-Slice. Cette validation se déroule en deux étapes, la première consiste à simuler le transport d'un faisceau d'électrons de faible intensité pour valider les équations du centroïde à faible courant décrites dans la partie 2.2.2.3.1. Dans un second temps, la modélisation du centroïde d'un faisceau intense d'électrons pour un transport typique au sein de l'accélérateur MCH3 sera réalisée par les codes LSP-Slice et EVOLI.

Tout d'abord, le cas de référence du transport du faisceau d'électrons au sein de MCH3 est considéré de faible intensité (le courant vaut 1 A). La Figure 2-29 montre l'évolution du centroïde lors du transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur modélisé par les codes LSP-Slice 2D et EVOLI. Le mouvement du centroïde en x est représenté sur la Figure 2-29(a), le mouvement du centroïde en y est représenté sur la Figure 2-29(b). Les allures des courbes pour ces deux mouvements sont quasi identiques. L'accord est donc très bon entre les codes LSP-Slice et EVOLI pour la modélisation du centroïde d'un faisceau de faible intensité soumis alors uniquement aux champs externes générés par les éléments de l'accélérateur. La modélisation du centroïde d'un faisceau de faible intensité par le code de transport EVOLI est alors confirmée.

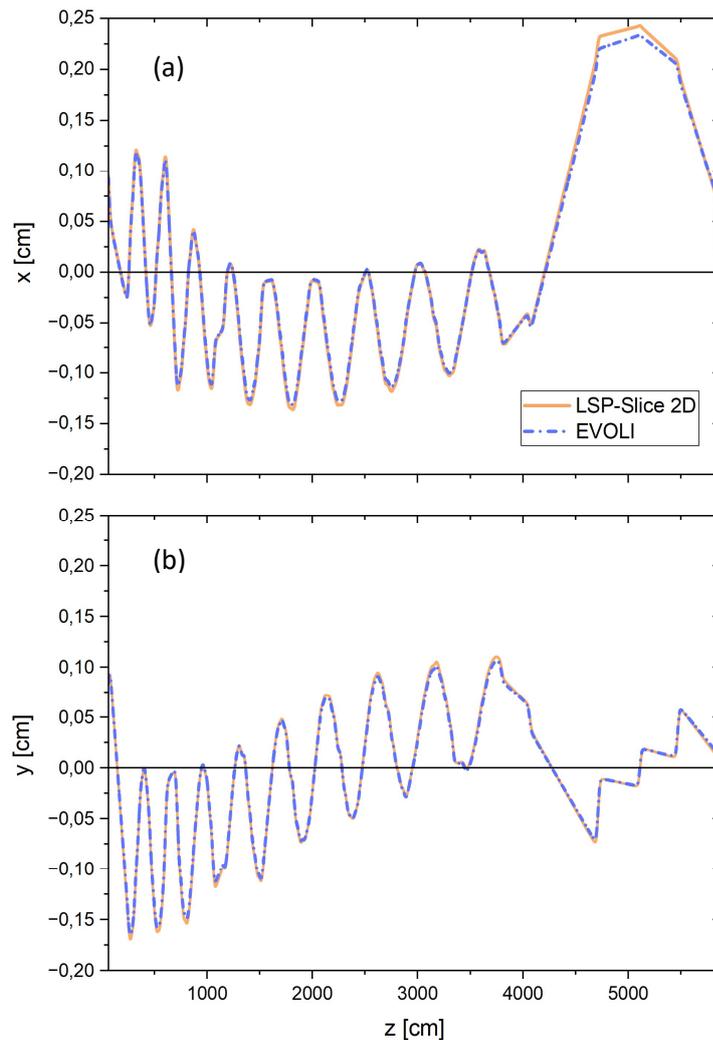


Figure 2-29 (a) Evolution du barycentre des charges en x et (b) évolution en y lors de la propagation d'un faisceau d'électrons de faible intensité initialement décentré en x à l'anode modélisé par LSP-Slice 2D (courbe orange) et EVOLI (courbe bleue).

Ensuite, comme le faisceau d'électrons est intense au sein d'un accélérateur linéaire à induction, le barycentre des charges est alors modélisé à fort courant pour un cas de référence du transport du faisceau d'électrons au sein de MCH3, décentré en x à l'anode, par les codes LSP-Slice et EVOLI. Les équations du centroïde à fort courant ont été déterminées pour le code EVOLI dans la partie 2.2.2.3.2. La Figure 2-30 présente l'évolution du centroïde du faisceau en x (Figure 2-30(a)) et en y (Figure

2-30(b)) au cours du transport du faisceau d'électrons au sein de l'accélérateur avec et sans l'intégration du terme de charge d'espace dans EVOLI. La Figure 2-30 met en évidence que les allures des barycentres des charges sont similaires. Jusqu'en début de ligne accélératrice (~ 250 cm), l'accord entre la modélisation Slice et EVOLI est très bon. Le désaccord devient de plus en plus important au cours du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF à la fois sans et avec intégration du terme de charge d'espace. L'intégration de ce terme, en vert sur la Figure 2-30, apparaît toutefois globalement cohérente avec un meilleur accord entre LSP-Slice et EVOLI. Le modèle LSP-Slice prend en compte toutes les forces s'appliquant au faisceau qu'elles soient linéaires ou non-linéaires. Le désaccord qui demeure peut alors provenir de l'absence de modélisation dans le code de transport EVOLI de champs non-linéaires générés par le faisceau qui peuvent se retrouver amplifiés par le décentrement du faisceau.

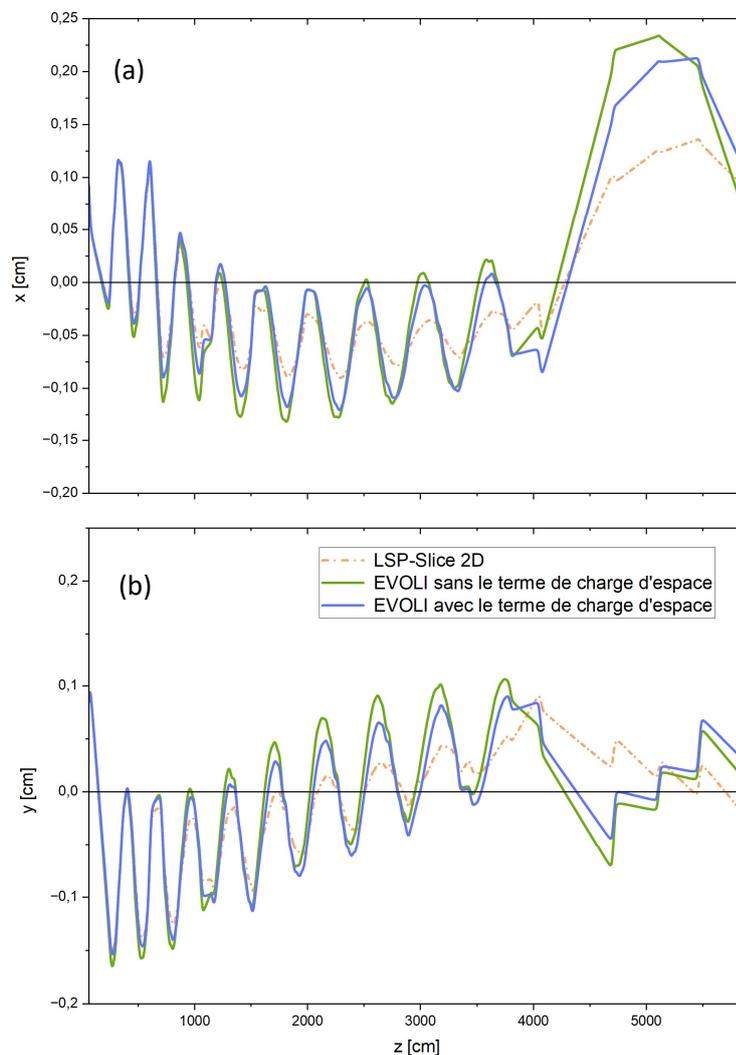


Figure 2-30 Evolution du barycentre des charges en x et en y lors de la propagation d'un faisceau intense d'électrons initialement décentré en x à l'anode modélisé par LSP-Slice 2D (courbe orange) et EVOLI sans terme de charge d'espace (courbe verte) et (courbe bleue). (a) Mouvement en x . (b) Mouvement en y .

Enfin, Thomas C. Genoni propose une modélisation quelque peu différente du barycentre des charges avec également l'intégration du phénomène de charge d'espace [91]. Dans cet article, la comparaison entre une modélisation PIC et le modèle développé est montrée sur seulement quelques mètres et

présente un très bon accord comme entre la modélisation du centroïde par EVOLI et LSP-Slice présentée sur la Figure 2-30. La modélisation du centroïde avec l'intégration d'un terme de charge d'espace proposée par T. Genoni est alors testée et illustrée sur la Figure 2-31. La comparaison présentée sur les Figure 2-31 (a) et (b) correspond à l'accord entre LSP-Slice 2D et EVOLI illustré sur la Figure 2-30. En l'état, le modèle proposé par Genoni est alors considéré comme peu satisfaisant.

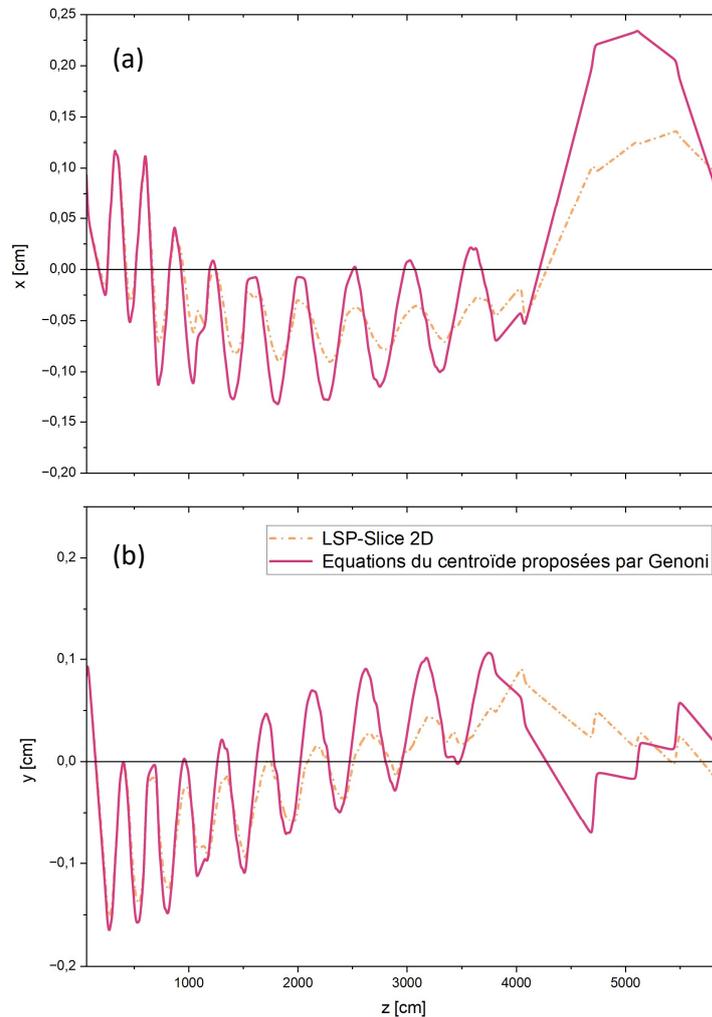


Figure 2-31 Evolution du barycentre des charges en x et en y lors de la propagation d'un faisceau intense d'électrons initialement décentré en x à l'anode modélisé par LSP-Slice 2D (courbe orange) et EVOLI en prenant en considération les équations du centroïde proposées par T. Genoni. (a) Mouvement en x . (b) Mouvement en y .

Par l'inter comparaisons des modèles de l'enveloppe et du centroïde développés dans le code de transport EVOLI avec la modélisation LSP-Slice, le code de transport EVOLI est alors considéré comme un outil fiable permettant d'étudier la dynamique du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF de l'accélérateur MCH3. Par complémentarité avec le modèle LSP-Slice pour l'étude des profils et de l'accroissement de l'émittance normalisée, la dynamique du faisceau intense d'électrons au sein de MCH3 peut alors être étudiée grâce au simulateur numérique. L'étude physique avec ce simulateur est alors réalisée dans le chapitre suivant consacré à la dynamique du faisceau d'électrons présent au sein de MCH3.

Chapitre 3 Etude numérique et expérimentale du transport du faisceau d'électrons pour la mise en service de MCH3

Dans ce chapitre, les modèles développés et présentés dans la Chapitre 2 sont exploités afin d'étudier la dynamique du faisceau d'électrons dans le cadre de la mise en service de MCH3.

Dans un premier temps, la détermination des conditions initiales du faisceau d'électrons dans l'injecteur est réalisée. Cette détermination permet d'initialiser les codes de transport EVOLI et LSP-Slice qui sont utilisés pour régler les différents paramètres de l'accélérateur.

Dans un second temps, l'étude de la dynamique du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice est présentée. Les actions de guidage et de centrage du faisceau sont étudiées numériquement puis par l'exploitation des données expérimentales obtenues lors de la mise en service de MCH3.

Enfin, la mise en service de MCH3 a permis d'observer certaines instabilités de faisceau : le Beam Break-Up et le mouvement Corkscrew notamment. Une première étude de ces instabilités est exposée dans la dernière partie de ce chapitre. De nouveau, cette étude est réalisée sous le prisme d'une confrontation entre les modèles de simulation développés et les expérimentations réalisées.

1. Détermination des conditions initiales du faisceau d'électrons dans l'injecteur

Cette première partie est dédiée à la détermination des conditions initiales du faisceau d'électrons dans l'injecteur. Dans ce dernier, le faisceau d'électrons est produit sous une différence de potentiel de $3,8 \text{ MV}$. Les conditions initiales sont déterminées au niveau du droit de l'anode à une distance de $17,3 \text{ cm}$ par rapport au support de la cathode en velours. La position $z = 17,3 \text{ cm}$ est alors le point de départ des modèles utilisés dans ce chapitre. Ces derniers permettent d'étudier la dynamique du faisceau d'électrons au-delà de l'injecteur. Leur description a été faite dans le chapitre 2 de ce manuscrit. La connaissance précise des conditions initiales est l'étape primordiale afin de transporter le faisceau d'électrons dans des conditions optimales jusqu'à la cible de conversion.

La Figure 3-1 présente une vue schématique en coupe de l'injecteur constitué de sa diode ainsi que l'EGI. Cette figure permet de visualiser la géométrie (axisymétrique) de l'injecteur et le positionnement des différents éléments intervenant lors de la détermination des conditions initiales. Les éléments liés à la géométrie de l'injecteur (diode, solénoïdes d'annulation et d'extraction) ont été présentés en détails dans le chapitre 1.

L'utilisation de certains diagnostics a pour conséquence d'intercepter le faisceau. Ces diagnostics sont installés ponctuellement et sont localisés au niveau des cellules de pompage présentes entre les modules de l'accélérateur. Un module représente deux blocs de quatre cellules à induction ; toutes les huit cellules, deux diagnostics invasifs peuvent être alors utilisés : l'imagerie et la spectrométrie en énergie. La première permet de mesurer le profil spatial du faisceau tandis que la seconde permet de mesurer sa distribution en énergie résolue en temps. Ces mesures sont réalisées au niveau de la première cellule de pompage à la position $z = 209 \text{ cm}$ (en violet, sur la Figure 3-1). En outre, en vert sur la Figure 3-1, les Diagnostics de Positionnement Faisceau (DPF) aussi appelés *Beam Position Monitor* (BPM) en anglais sont des diagnostics non-invasifs intégrés à la structure de l'accélérateur. Trois DPF sont installés dans l'injecteur puis un toutes les quatre cellules à induction dans la ligne accélératrice. Dans l'injecteur, les DPF nommés BPM1 et BPM2 sont utilisés afin de caractériser le

courant du faisceau produit. Les conditions initiales nécessaires au code PIC LSP-Slice et au code de transport EVOLI sont déterminées pour l'ensemble des électrons constituant le « plateau » du faisceau puisque c'est cette partie du faisceau qui va contribuer le plus aux propriétés de la source X de radiographie. Elles constituent donc une valeur moyenne.

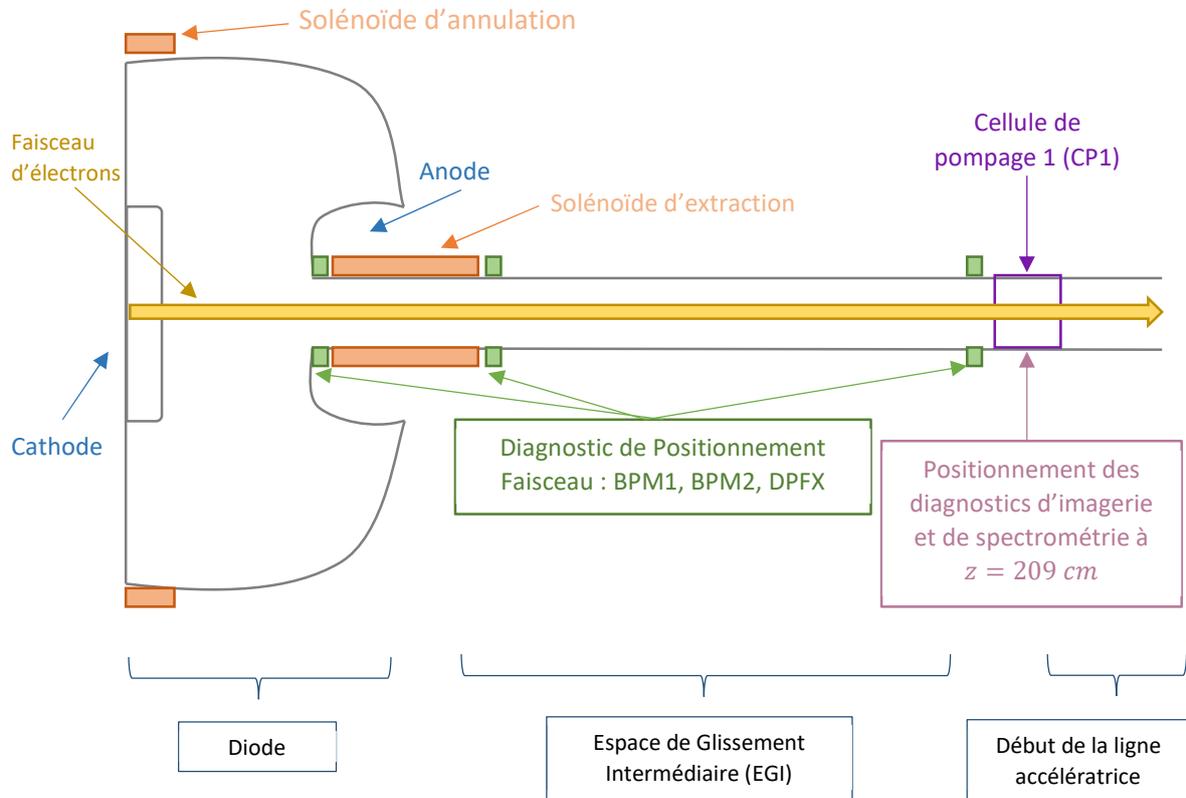


Figure 3-1 Schéma en coupe de l'injecteur (diode et Espace de Glissement Intermédiaire).

La détermination de conditions initiales repose sur trois étapes : les mesures du courant, la mesure de l'énergie cinétique du faisceau puis sur la détermination des dimensions d'enveloppe du faisceau. Chacune des étapes est exposée en détail ci-dessous.

1.1. Mesure du courant

Le DPF est un diagnostic non interceptif intégré au sein du LIA afin de mesurer le courant du faisceau au cours du temps mais aussi la position du barycentre des charges au cours de son transport. Ce dernier point est évoqué dans la partie 2.2 de ce chapitre.

Un DPF est constitué de 8 capteurs de type B-dots orientés azimuthalement tous les 45° . Ce type de capteur consiste en une boucle métallique qui collecte le champ magnétique généré au cours du temps par le courant du faisceau. La calibration de ces capteurs a été réalisée avant la phase de qualification de MCH3. Les positions du centroïde en x et y sont issues des signaux de capteurs opposés $\pm x$ et $\pm y$ correspondant aux quatre B-dots positionnées en haut, en bas, à gauche et à droite. Des tests réalisés

par une équipe du CEA CESTA ont montré une résolution de $\pm 200 \mu m$ et une sensibilité de $20 \mu m$ [103] sur la connaissance de la position du centroïde. La détermination du centroïde sera décrite plus en détails dans la partie 2.2. Les quatre capteurs B-dots positionnés dans les diagonales permettent quant à eux de mesurer le profil temporel du courant du faisceau en réalisant la moyenne de leurs signaux.

Un exemple de mesure expérimentale du courant est donné sur la Figure 3-2 pour une mesure effectuée au niveau des diagnostics BPM1 et BPM2 situés en amont et en aval du solénoïde d'extraction (cf Figure 3-1). Ces mesures sont utilisées afin de déterminer la valeur moyenne du courant du faisceau sur le plateau de son impulsion. Les valeurs moyennes du courant sur le plateau de l'impulsion sont respectivement de $2072 A (\pm 30 A)$ et $2102 A (\pm 35 A)$. Enfin, la charge électrique dQ portée par le faisceau sur la durée d'impulsion dt est définie par la relation $I = dQ/dt$ avec I le courant du faisceau. La charge électrique est alors déterminée en intégrant les aires sous les courbes de l'évolution du courant en fonction du temps. Dans le cas de la Figure 3-2, la charge sur la durée de l'impulsion de $100 ns$ est d'environ $182 \mu C$ au niveau du BPM1 et $183 \mu C$ au niveau du BPM2. La charge est donc conservée.

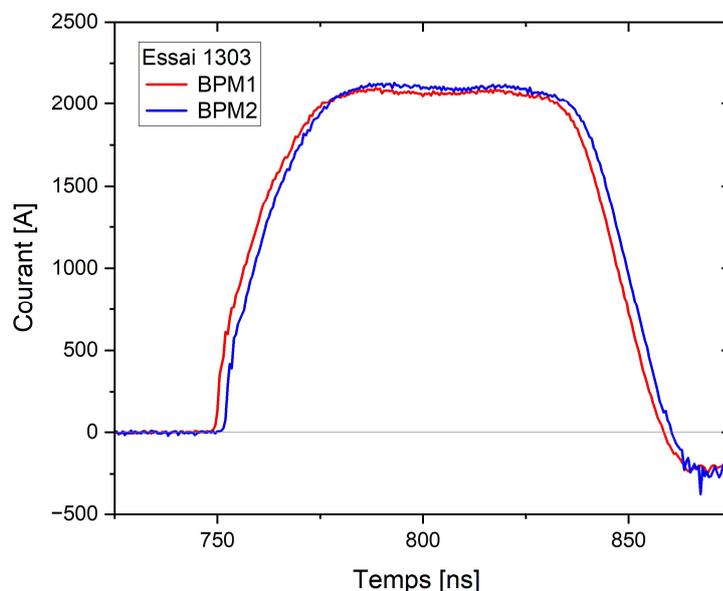


Figure 3-2 Mesures expérimentales du courant au niveau des diagnostics BPM1 et BPM2, situés en amont et en aval du solénoïde d'extraction.

Une fois la valeur du courant du faisceau déterminée pour les modèles utilisés dans ces travaux de thèse, la mesure de l'énergie cinétique initiale du faisceau d'électrons est réalisée.

1.2. Mesure de l'énergie cinétique

Le spectre en énergie du faisceau d'électrons est un paramètre primordial car son transport en est extrêmement dépendant. Il est mesuré à l'aide d'un spectromètre positionné au niveau de la première cellule de pompage à la position $z = 209 cm$ (Figure 3-1). Le principe de ce spectromètre, présenté sur la Figure 3-3, est basé sur une déviation du faisceau à 180° obtenue grâce à un électroaimant dont le champ magnétique est mesuré à l'aide d'une sonde à Résonance Magnétique Nucléaire

(RMN) [104]. Le rayonnement Tcherenkov généré par les électrons interagissant dans une fibre optique est ensuite guidé par la nappe de fibres optiques jusqu'à une caméra à balayage de fente qui permet de réaliser une analyse temporelle. Ce spectromètre magnétique permet de mesurer le spectre en énergie avec une très grande résolution autour de 0,2 % en dispersion en énergie. La résolution spectrale doit être importante afin d'avoir une mesure précise du spectre en énergie. Cette résolution est définie telle que la plus petite distance entre deux pics du spectre pour laquelle ils peuvent être résolus séparément.

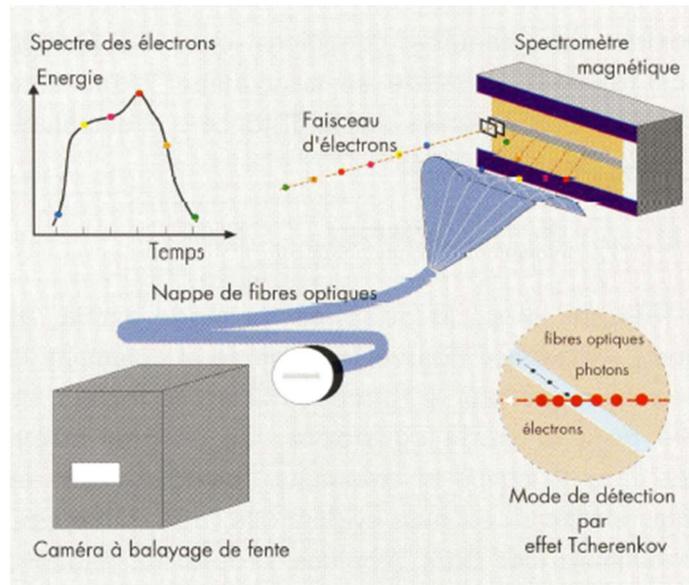


Figure 3-3 Spectrométrie à fibres optiques [105].

Lors des expérimentations réalisées pour la mise en service de MCH3, l'équipe en charge des diagnostics a déterminé une énergie cinétique moyenne de 3,81 MeV sur le plateau de l'impulsion avec une dispersion en énergie autour de 1 %. Ce plateau correspond à une durée de 55 ns. Il est important de préciser que la valeur de l'énergie cinétique moyenne obtenue à la position $z = 209,5 \text{ cm}$ ne correspond pas à la valeur de l'énergie cinétique moyenne à la position de l'anode ($z = 17,3 \text{ cm}$). Or, les codes sont initialisés depuis cette dernière position. Comme évoqué dans la partie 3.1.1.2 du Chapitre 2, la diode génère un champ de fuite jusqu'à une dizaine de centimètres en aval de l'anode. Ce champ de fuite est la conséquence du fait que l'anode est creuse. La Figure 3-4 illustre la méthode qui permet de déterminer l'énergie cinétique du faisceau à l'anode depuis sa mesure à la position du spectromètre.

La mesure de l'énergie cinétique du faisceau $T_{mesurée}$ réalisée à la position $z = 209,5 \text{ cm}$ intègre donc la contribution du champ de fuite de la diode ΔV puisque ce champ s'étend jusqu'à $z = 42 \text{ cm}$. L'énergie cinétique à l'anode T_{anode} doit donc être déterminée en soustrayant de l'énergie cinétique mesurée au spectromètre la contribution du champ de fuite entre l'anode et le spectromètre.

Par conséquent, l'énergie cinétique à l'anode T_{anode} est déterminée par le calcul amont-aval :

$$T_{anode} = T_{mesurée} - \Delta V \quad (3.1)$$

Avec $T_{mesurée}$ l'énergie cinétique mesurée en aval de la diode et ΔV l'intégrale du champ de fuite.

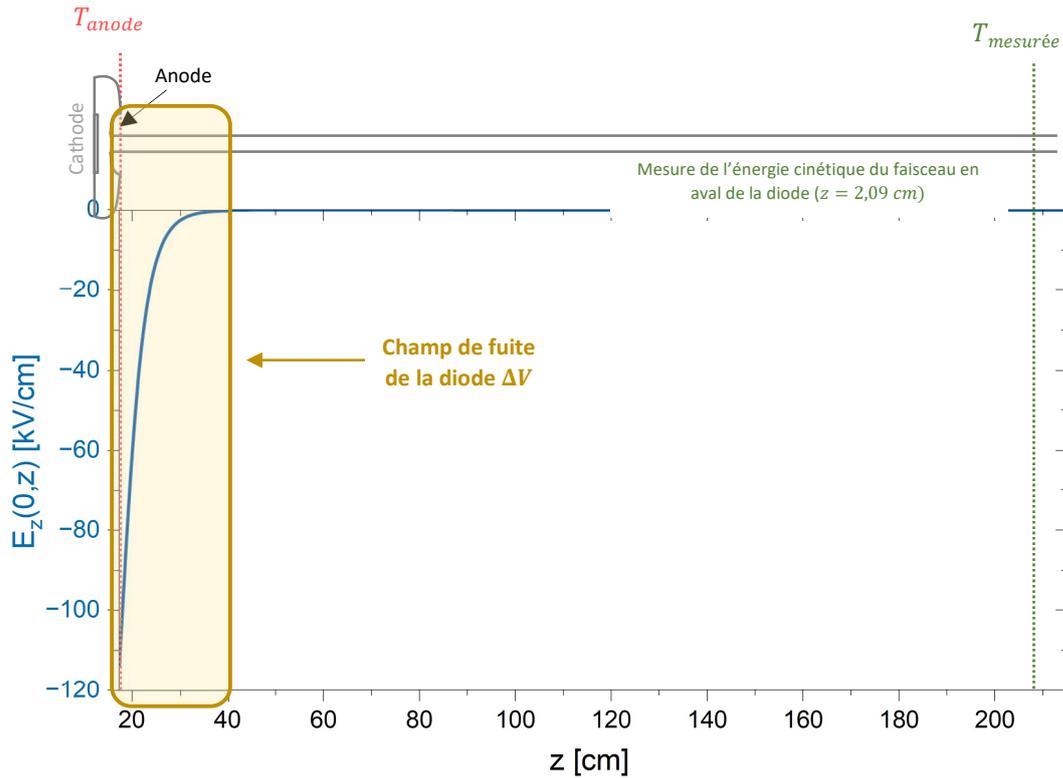


Figure 3-4 Détermination de l'énergie cinétique initiale à l'anode, point de départ des simulations EVOLI avec l'évolution du champ électrique sur l'axe dans l'injecteur et le schéma de l'injecteur associé à la méthode de mesure de l'énergie cinétique.

L'équation (3.1) nécessite donc la connaissance du champ de fuite. Pour cela, l'approche retenue consiste à simuler la géométrie de la diode et de l'injecteur avec un code électrostatique (CST dans ce cas). Dans cette simulation, la différence de potentiel entre la cathode et l'anode est fixée à 1 V. Cette simulation permet d'extraire l'évolution du champ électrique « normalisé » à 1 V, E_z , sur l'axe en fonction de z. Il suffit ensuite de normaliser le champ de manière à ce que son intégrale corresponde à l'énergie cinétique mesurée par le spectromètre. Une fois cette carte de champ établie, la détermination de l'énergie cinétique en tout point de l'injecteur peut être obtenue.

Cette procédure permet de déterminer que l'énergie cinétique moyenne du faisceau d'électrons est alors de 3,38 MeV à l'anode.

La détermination des dimensions initiales d'enveloppe du faisceau demeure la dernière étape nécessaire afin de réaliser le transport dans la ligne accélératrice.

1.3. Dimensions d'enveloppe du faisceau

La connaissance des dimensions de l'enveloppe du faisceau : rayon rms, divergence angulaire rms et émittance normalisée est essentielle afin de garantir des conditions optimales de réglage de l'accélérateur. Les dimensions de l'enveloppe à l'anode sont obtenues par la méthode dite des trois gradients [8] qui repose sur l'analyse du profil spatial du faisceau en sortie d'injecteur au niveau de la cellule de pompage 1 (position $z = 209,5 \text{ cm}$ sur la Figure 3-1).

La Figure 3-5 présente le principe du profil réalisé sur MCH3. Comme mentionné dans la partie 2.1 du chapitre 2, en fonction de la configuration du système d'imagerie, il est possible de mesurer le rayonnement de transition, un rayonnement électromagnétique qui est produit par des particules chargées relativistes quand elles traversent la frontière entre deux milieux de permittivités différentes, ou le rayonnement Tcherenkov [106]. L'émission Tcherenkov se produit lorsqu'un électron traversant un matériau d'indice n à une vitesse v supérieure à celle de la lumière c de ce matériau, soit $v > c/n$. Les profils du faisceau d'électrons sur MCH3 ont été réalisés avec des mesures du rayonnement Tcherenkov avec une cible aluminisée de polyéthylène téréphtalate d'une épaisseur de $5\ \mu\text{m}$ (en vert sur la Figure 3-5). La cible est installée au niveau de la cellule de pompage 1 en bleu sur la Figure 3-5, à un angle de 45° par rapport à la trajectoire du faisceau pour mesurer le rayonnement Tcherenkov en incidence oblique. Le rayonnement est produit lors de l'interaction du faisceau avec cette cible. Le rayonnement émis est ensuite collecté à l'aide d'un miroir permettant de l'acheminer jusqu'à un détecteur constitué d'une caméra rapide CCD de type PIMAX [107]. Cette caméra permet d'enregistrer des images de la coupe transverse du faisceau intégrées pendant le plateau de l'impulsion (i.e. quelques dizaines de ns de temps de pose). La méthode des trois gradients est donc utilisée afin de déterminer les conditions initiales d'enveloppe à l'anode. Les mesures sont réalisées à $209,5\ \text{cm}$ en aval de l'anode au niveau de la cellule de pompage 1. Précisons qu'il n'est pas possible d'effectuer des mesures au niveau de la diode de par sa configuration. Dans le cas des expérimentations réalisées sur MCH3, la méthode repose sur différentes étapes.

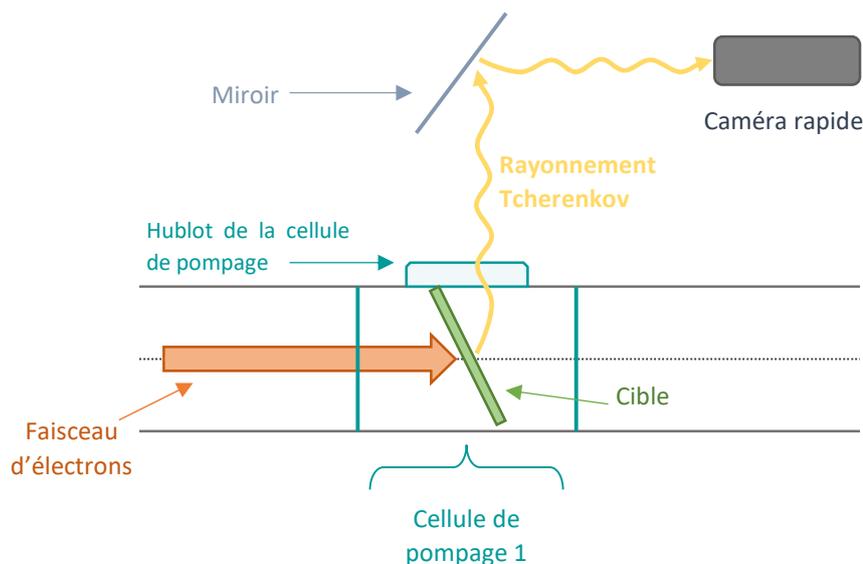


Figure 3-5 Principe de la mesure de profil, ici par rayonnement Tcherenkov.

Les dimensions horizontale et verticale rms du faisceau issues de l'imagerie sont mesurées pour dix-neuf réglages du courant du solénoïde d'extraction avec plusieurs mesures par point de réglage afin d'établir une moyenne. La Figure 3-6 présente les dimensions horizontale $2X_{rms}$ et verticale $2Y_{rms}$ mesurées pour les différentes valeurs de courant du solénoïde d'extraction. Les dimensions horizontale et verticale permettent de retrouver le rayon d'enveloppe du faisceau par la formulation $R_{env} = 2X_{rms} = 2Y_{rms}$. Le « beam waist », position à laquelle le rayon du faisceau atteint son minimum, est obtenu pour un courant d'extraction de $220\ \text{A}$.

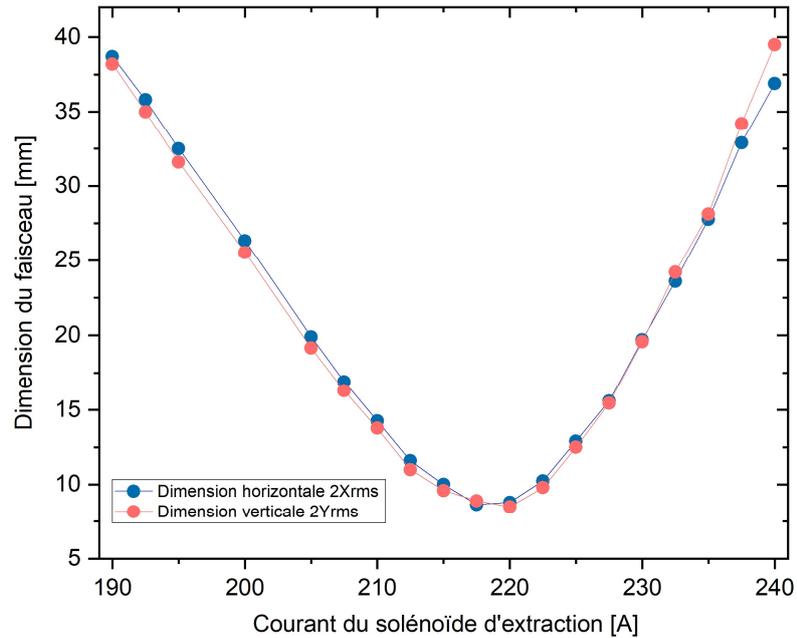


Figure 3-6 Evolution des dimensions horizontale et verticale de l'enveloppe du faisceau à la position $z = 209,5$ cm en fonction du courant du solénoïde d'extraction.

Une fois les dimensions horizontale et verticale rms du faisceau obtenues, le transport du faisceau de l'anode à la RTO est simulé pour les différents courants d'extraction avec un code nommé Conditions Init [72] intégrant une routine de minimisation de type simplex-migrad. Ce code permet de déterminer les conditions initiales optimales à l'anode pour retrouver la courbe des 3 gradients présentée sur la Figure 3-6. Dans le cas de l'injecteur MCH3, les conditions initiales d'enveloppe du faisceau déterminées par le code en dimensions horizontale et verticale sont moyennées afin de déterminer les valeurs d'enveloppe pour un faisceau uniforme d'un courant et d'une énergie cinétique initiale respectivement de $2,1$ kA et $3,81$ MeV. Ces valeurs sont répertoriées dans le Tableau 3-1.

R_{env} [mm]	R'_{env} [mrad]	ε_n [mm.mrad]	I [kA]	T [MeV]
27,679	38,147	1241,1	2,1	3,81

Tableau 3-1 Conditions initiales moyennes d'enveloppe du faisceau déterminées par la méthode des trois gradients.

Dans cette première partie, les conditions initiales du faisceau à l'anode ont été déterminées par l'utilisation de diagnostics du faisceau couplés à des méthodes numériques. Les conditions initiales étant connues, le transport du faisceau dans la ligne accélératrice peut alors être étudié numériquement en utilisant ces conditions comme données d'entrée.

2. Transport du faisceau dans la ligne accélératrice

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée au transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur de l'anode à la cible de conversion. Une attention particulière sera portée à la zone qui contient les 64 cellules à induction.

Le schéma de la ligne accélératrice de MCH3 est présenté sur la Figure 3-7. La ligne accélératrice est constituée de huit modules de deux blocs comprenant chacun quatre cellules à induction. Une description détaillée des cellules à induction a été réalisée dans le Chapitre 1 page 15. Les seuls diagnostics installés de façon permanente dans la ligne accélératrice sont les DPF installés au début de chaque bloc (en bleu sur la Figure 3-7) permettant de mesurer le courant et le barycentre des charges du faisceau.

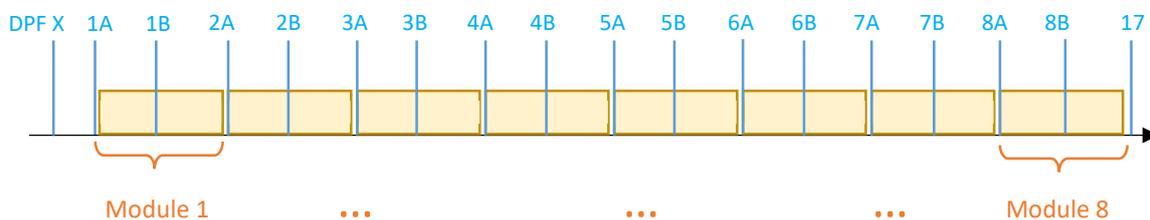


Figure 3-7 Schéma de la ligne accélératrice constituée de 8 modules de 8 cellules et d'un DPF toutes les 4 cellules à induction.

En toute rigueur, un transport est défini comme bon lorsqu'il permet de produire une source X de grande qualité : dose élevée, petite tache focale, durée temporelle brève. Pour cela, il est nécessaire de transporter l'intégralité du faisceau depuis l'injecteur jusqu'à la cible de conversion, de manière reproductible tout en tentant au maximum de minimiser la dégradation de ses propriétés (dispersion en énergie, mouvement du centroïde...). Différentes stratégies de transport ont alors été testées pour MCH3 et sont exposées par la suite.

Plusieurs étapes sont nécessaires afin d'aboutir à un transport optimal du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice. L'étape primordiale est de maîtriser le rayon d'enveloppe du faisceau d'électrons au cours de son transport afin d'accélérer et d'acheminer l'ensemble des charges sur la cible de conversion. Cette étape permet de garantir la dose délivrée telle que présenté dans la partie 2.2.2.4 du chapitre 1. Concernant l'énergie finale, l'accélération du faisceau depuis 3,8 MeV jusqu'à 19,2 MeV est obtenue à l'aide des gaps accélérateurs des 64 cellules à induction. La maîtrise de la dimension du faisceau est principalement obtenue quant à elle grâce aux solénoïdes de guidage au nombre de 72 dont 64 dans les cellules à induction de la ligne accélératrice. Le réglage de ces solénoïdes est alors appelé le guidage du faisceau d'électrons. Il est effectué grâce au modèle d'enveloppe développé dans le code de transport EVOLI. Le guidage du faisceau d'électrons est explicité dans la partie 2.1 de ce chapitre.

Le centrage du faisceau d'électrons constitue la seconde étape du transport du faisceau dans la ligne accélératrice. Elle consiste à maîtriser l'évolution du mouvement transverse du faisceau au cours de son transport, afin de minimiser l'apparition des instabilités pouvant mener à une dégradation de la tache focale voire, dans les pires cas, à la perte du faisceau sur les parois du tube de l'accélérateur.

Comme cela a été précisé dans le chapitre 2, le mouvement transverse du faisceau est modélisé par le barycentre des charges du faisceau. Afin de limiter les excursions du centroïde en dehors de l'axe, le barycentre des charges est alors centré en $x = 0 \text{ cm}$ et en $y = 0 \text{ cm}$ au niveau de chacun des DPF. Le centrage du faisceau est présenté dans la partie 2.2 de ce chapitre.

La dernière étape, développée dans le cadre de ces travaux de thèse, consiste à optimiser les deux étapes précédentes afin de minimiser les instabilités du faisceau dans l'accélérateur. L'instabilité Beam Break-Up est caractérisée dans MCH3 par simulation puis par l'analyse des données expérimentales de MCH3. Enfin, une étude préliminaire du mouvement Corkscrew est également proposée.

2.1. Guidage du faisceau d'électrons

Le guidage du faisceau est essentiel afin de transporter le faisceau d'électrons dans l'accélérateur. Pour cela, le rayon d'enveloppe du faisceau est contraint par le réglage des 64 solénoïdes de focalisation de la ligne accélératrice générant principalement un champ magnétique axial (B_z). Un faisceau focalisé permet de limiter certaines instabilités subies par le faisceau mais selon la stratégie de guidage choisie, un faisceau trop focalisé peut amplifier certaines instabilités [48]. Néanmoins, cette première étape de focalisation permet a priori de transporter la totalité du courant du faisceau jusqu'à la cible de conversion nécessaire à l'obtention de la dose finale voulue. Dans un premier temps, les étapes de la détermination du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice par son guidage sont explicitées puis la vérification du guidage par la réalisation d'expériences est abordée.

2.1.1. Détermination du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice

Le guidage du faisceau d'électrons est déterminé dans la ligne accélératrice et l'EGF par la simulation du champ magnétique sur l'axe permettant de contraindre le rayon d'enveloppe du faisceau. L'évolution du champ magnétique au sein de la machine ainsi obtenue est appelée « tune » dans la littérature, aussi ce terme sera conservé dans la suite de ce manuscrit. Il est à noter que le dernier solénoïde dans l'EGF est réglé plus finement expérimentalement afin d'obtenir la plus petite tache focale sur la cible de conversion. Ce réglage final est nécessaire car l'interaction du faisceau avec la cible n'est pas intégrée dans le code EVOLI, or cette dernière est un contributeur majeur à la dimension de la tache focale [108].

La partie suivante présente le transport de référence utilisé lors des expérimentations réalisées dans le cadre de la mise en service de MCH3 au printemps 2023. Ce transport appelé la tune 5 est l'aboutissement du travail d'optimisation sur MCH3. Il a été déterminé avec les conditions initiales obtenues dans la première partie de ce chapitre. Les solénoïdes de focalisation sont réglés afin de générer un champ magnétique permettant de respecter les choix effectués sur le dimensionnement de l'enveloppe. Le courant des solénoïdes de guidage est choisi de façon à générer un champ magnétique relativement fort lors du transport du faisceau dans la ligne accélératrice, et ce dès l'injecteur. Le champ magnétique est ici considéré comme fort en comparaison des champs magnétiques utilisés pour le guidage du faisceau sur le premier axe de radiographie d'Epure MCH1. La Figure 3-8 montre l'évolution du rayon d'enveloppe au cours de son transport à champ magnétique fort en vert de l'anode à la cible de conversion dans MCH3 modélisé par le code de transport EVOLI.

Le rayon d'enveloppe atteint rapidement 1 cm à partir du troisième module de la ligne accélératrice ($z > 10\text{ m}$). Le faisceau est par conséquent très contraint au cours de son transport.

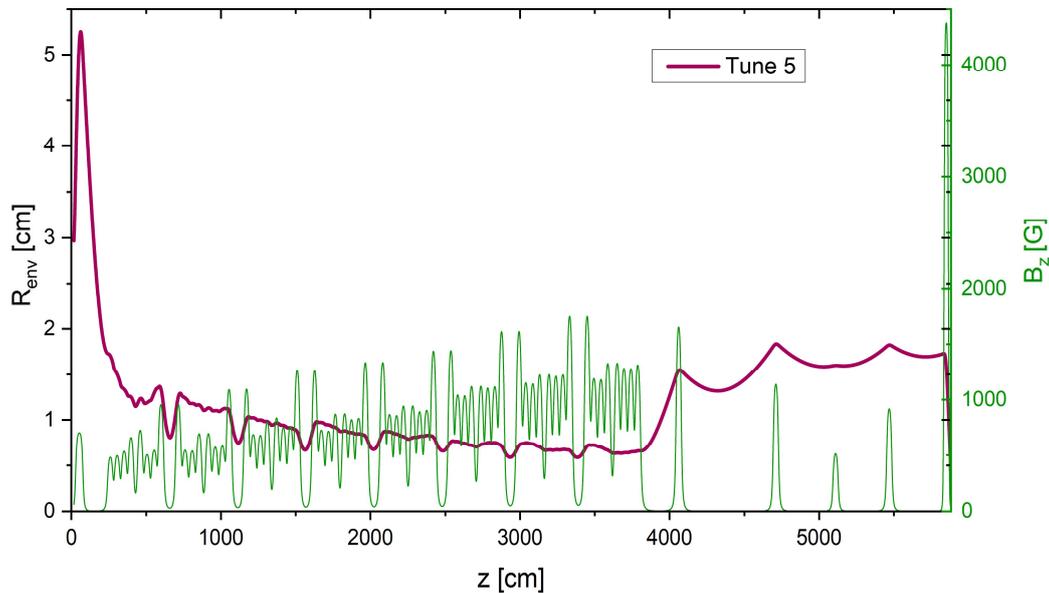


Figure 3-8 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d'électrons de l'anode à la cible de conversion du transport de référence MCH3, tune 5. En vert, le profil du champ magnétique fort externe sur l'axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport.

De plus, l'émittance normalisée est supposée constante dans le modèle d'enveloppe ; ce qui peut ne pas être le cas dans l'accélérateur. Afin de tester cette hypothèse, une simulation PIC LSP-Slice est systématiquement réalisée puisqu'elle permet notamment d'étudier l'évolution de l'émittance normalisée du faisceau d'électrons au cours de son transport. La Figure 3-9 montre que l'émittance normalisée du faisceau reste relativement constante lors de la propagation du faisceau d'électrons de l'anode à la cible de conversion pour le transport de référence de MCH3 présenté sur la Figure 3-8. Le fait que l'émittance normalisée ne subisse pas un accroissement conforte donc le transport proposé.

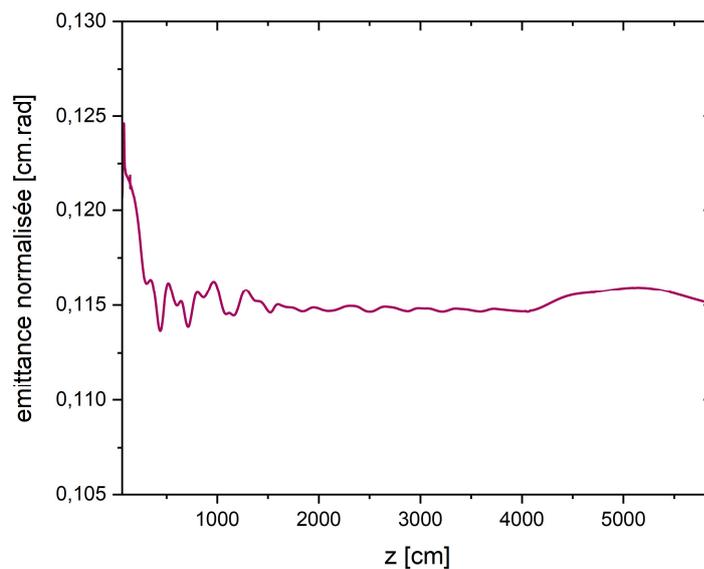


Figure 3-9 Evolution de l'émittance normalisée lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur MCH3 modélisée par le code LSP-Slice.

Dans ce premier paragraphe, le transport de référence du faisceau d'électrons pour l'accélérateur MCH3 a été déterminé par les codes décrits dans le Chapitre 2, le code de transport EVOLI et LSP-Slice. Ce transport de référence est alors réalisé lors des expérimentations sur MCH3 et validé par l'exploitation des données expérimentales.

2.1.2. Validation expérimentale du guidage du faisceau

Expérimentalement, le rayon d'enveloppe du faisceau peut être mesuré grâce à l'imagerie du profil du faisceau décrite dans la partie 1.3 de ce chapitre. Ce dispositif peut être introduit dans l'accélérateur au niveau des cellules de pompage présentes entre chaque module de l'accélérateur, c'est-à-dire toutes les huit cellules, ce qui permet de vérifier le rayon d'enveloppe du faisceau déterminé par simulation. Pour des raisons de manque de disponibilité de la machine pour des phases d'étude et de compréhension, cette vérification précise n'a pu être effectuée dans le cadre de cette thèse.

Les mesures du profil n'étant pas disponibles sur toute la ligne accélératrice, le rayon du faisceau estimé par simulation ne peut pas être confronté aux résultats expérimentaux. Par conséquent, la méthode utilisée afin de vérifier si la tune proposée convient est nécessairement basique et consiste en la vérification de la conservation de la charge du faisceau au cours de son transport de l'anode à la cible de conversion. Cette méthode n'est clairement pas discriminatoire pour de nombreux transports.

La Figure 3-10 montre l'évolution du courant mesuré par les DPF dans l'accélérateur pour le transport de référence de MCH3 déterminé dans la partie 2.1.1. Les Figure 3-10 (a), (b) et (c) représentent respectivement le courant mesuré par les DPF présents dans l'injecteur (BPM1, BPM2, DPF X), dans le cinquième module correspondant au milieu de la ligne accélératrice (DPF 5A et DPF 5B) et dans l'EGF en amont de la cible de conversion (DPF CX).

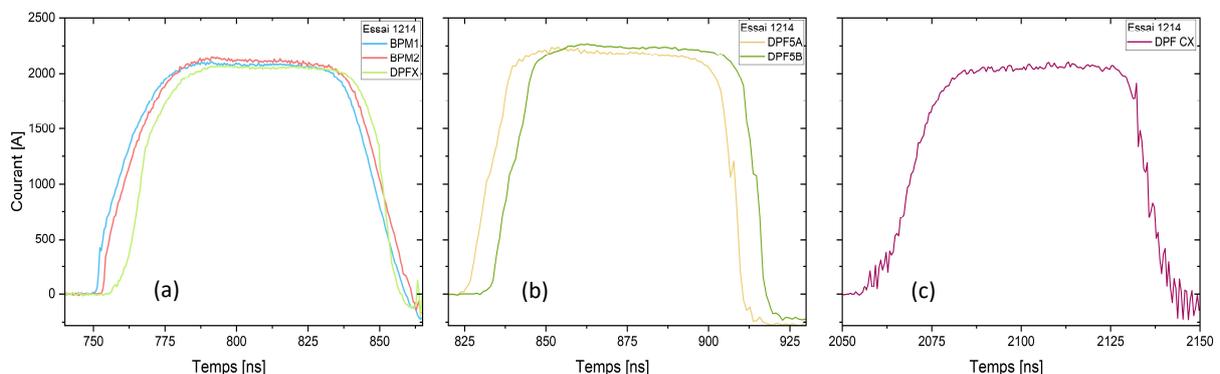


Figure 3-10 Evolution du courant mesuré par les DPF dans (a) l'injecteur, (b) le module 5 de la ligne accélératrice et (c) l'EGF en amont de la cible de conversion pour l'essai 1214 correspondant à la tune 5.

Dans l'injecteur (Figure 3-10 (a)), la valeur moyenne du courant sur le plateau de l'impulsion est d'environ 2,1 kA de même que dans le module 5 (Figure 3-10 (b)). La Figure 3-10 (c) montre l'évolution du courant au niveau du dernier DPF de l'accélérateur, juste avant la cible de conversion. La valeur moyenne du courant sur le plateau est de 2,1 kA ; le courant est alors conservé lors du transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur. De plus, les Figure 3-10 (a), (b) et (c) montrent que l'impulsion du faisceau est raccourcie au cours du transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur notamment à cause de la perte des électrons des fronts de montée et de descente, le transport étant

optimisé pour les électrons sur le plateau [32]. La charge transportée par le faisceau diminue progressivement au cours de son transport avec une charge d'environ 181 μC , 164 μC et 136 μC respectivement dans l'injecteur, le milieu de la ligne accélératrice et en amont de la cible de conversion. Néanmoins, sur le plateau de l'impulsion (la partie utile du signal), la charge totale du faisceau reste relativement constante de l'injecteur à la cible de conversion avec une charge entre 95 et 105 μC ; la charge du faisceau est donc quasiment intégralement transportée jusqu'à la cible de conversion.

Afin de valider précisément notre modèle d'enveloppe par des mesures expérimentales, il faudrait à l'avenir mettre en place une campagne d'imagerie au niveau de chaque cellule de pompage. Des expérimentations seront planifiées dans les années à venir afin de réaliser ces mesures.

Nous avons vu que la détermination des conditions initiales est l'étape primordiale au transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice. La partie suivante se consacre alors à l'influence des conditions initiales sur le transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice.

Pour le transport de référence sur MCH3 (tune 5), la partie suivante propose d'étudier la sensibilité du guidage aux conditions initiales du faisceau à l'anode.

2.1.3. Influence des conditions initiales du faisceau sur son transport dans la ligne accélératrice

Lors de la détermination du guidage du faisceau, le transport retenu est adapté à l'accélérateur, ici MCH3 avec les conditions initiales déterminées préalablement. Cependant, si une des conditions initiales n'est plus correcte pour un transport donné alors le faisceau peut devenir désadapté, ce qui provoque des oscillations de sa dimension spatiale. Ces dernières peuvent mener à une dégradation significative des propriétés du faisceau et donc de la tache focale. Dans ce paragraphe, deux types d'influence sur le transport du faisceau d'électrons sont alors étudiées, l'erreur admise lors de la détermination des dimensions du faisceau par la méthode des trois gradients puis l'influence de la dépendance temporelle des conditions initiales du faisceau sur son transport dans la ligne accélératrice.

2.1.3.1. Prise en compte de l'incertitude lors de la méthode des trois gradients

La méthode des trois gradients couplée à la méthode de minimisation présentée dans la partie 1.3 donne une incertitude sur les conditions initiales obtenues (rayon d'enveloppe, divergence angulaire et émittance normalisée) de l'ordre de 5,8 % (lors de la méthode numérique). Les valeurs initiales à l'anode du rayon d'enveloppe, de la divergence angulaire ainsi que de l'émittance normalisée ont donc été variées au maximum de l'erreur possible à $\pm 5,8$ %. La Figure 3-11 présente les variations de l'enveloppe du faisceau lors de sa propagation dans l'accélérateur obtenues par des dimensions initiales de l'enveloppe variées à hauteur de 5,8 %. Ces dernières ont été obtenues par combinaison donnant ainsi 26 nouveaux triplets de dimensions initiales d'enveloppe (rayon, divergence angulaire, émittance normalisée). La Figure 3-11 montre que les nouvelles conditions initiales d'enveloppe semblent produire peu d'effet sur l'évolution du rayon d'enveloppe lors de certains transports du faisceau alors que l'enveloppe du faisceau semble plus désadaptée pour d'autres transports. Les

enveloppes du faisceau sont alors étudiées plus précisément selon la composante du triplet variée pour comprendre cette tendance.

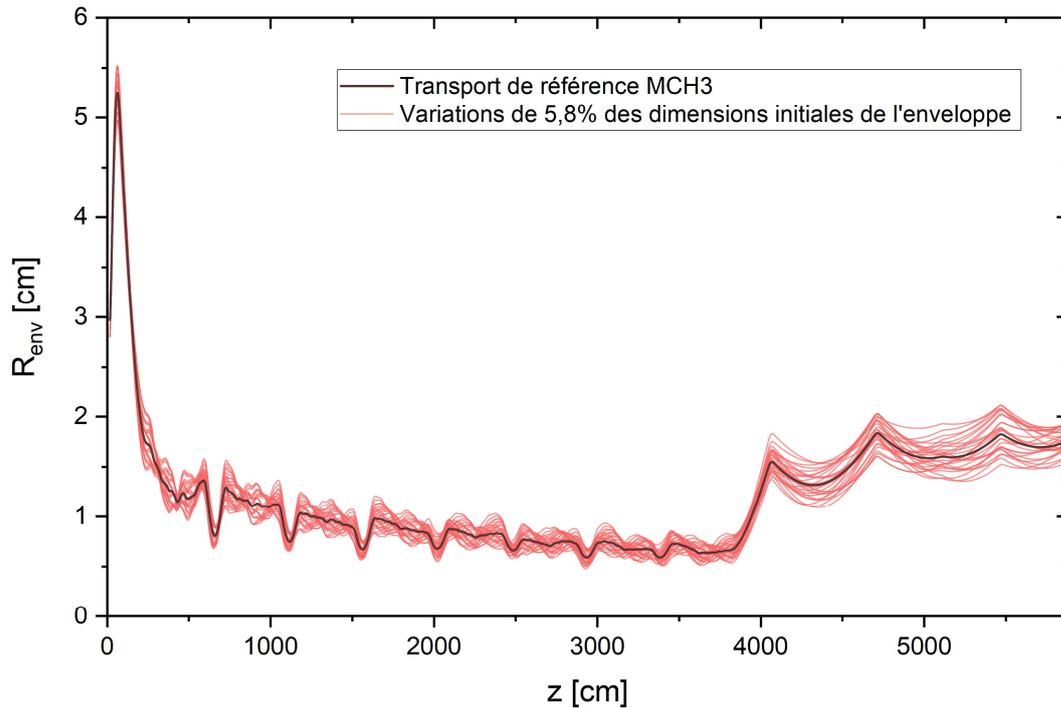


Figure 3-11 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur avec des variations des dimensions initiales de l'enveloppe de l'ordre de 5,8 % (courbes roses). La courbe noire représente l'évolution du rayon d'enveloppe du transport de référence de MCH3 (tune 5).

La Figure 3-12 illustre plus précisément l'évolution des enveloppes selon l'élément du triplet subissant la variation de 5,8 %. La Figure 3-12(a) montre l'évolution du rayon d'enveloppe pour le triplet de conditions initiales d'enveloppe telle que le rayon initial d'enveloppe est celui du transport de référence MCH3.

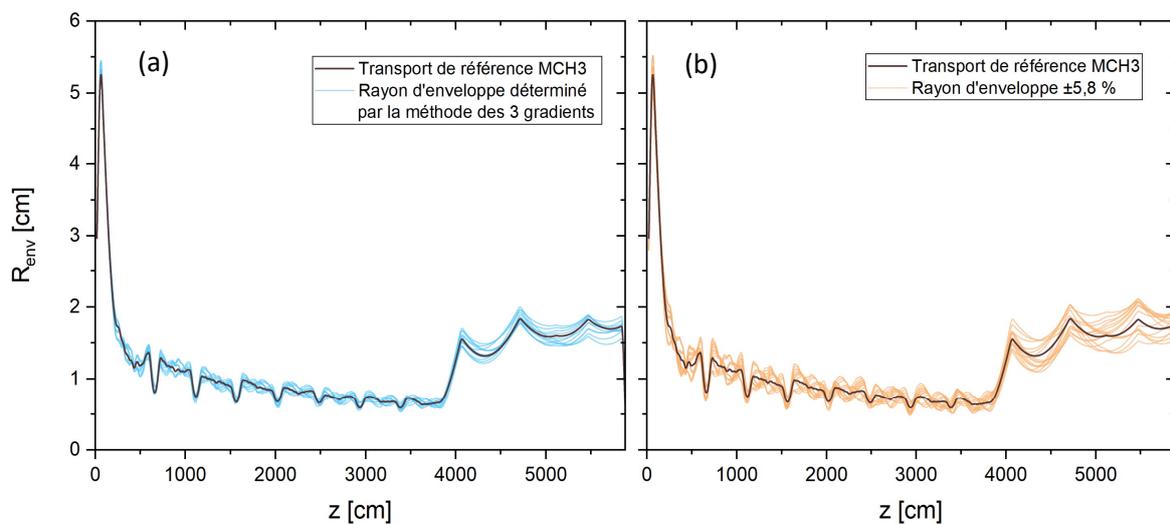


Figure 3-12 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur avec (a) Le rayon d'enveloppe est celui obtenu par la méthode des trois gradients et (b) le rayon d'enveloppe subit une variation de $\pm 5,8$ %.

Dans ce cas, seule la divergence angulaire et l'émittance normalisée sont variées. L'incertitude de 5,8 % sur ces deux conditions initiales produit peu d'effet sur l'enveloppe du faisceau lors de son transport dans l'accélérateur. Néanmoins, lorsque le rayon d'enveloppe varie de $\pm 5,8\%$ (Figure 3-12(b)), l'enveloppe du faisceau devient désadaptée et des disparités pouvant aller jusqu'à 15% en moyenne apparaissent. Le transport du faisceau d'électrons devient alors désadapté avec le guidage du faisceau réalisé pour des propriétés initiales fixées si le rayon initial d'enveloppe est modifié.

Afin de vérifier si un accroissement de l'émittance normalisée du faisceau se produit au cours de son transport lorsqu'il est légèrement désadapté, les deux triplets de conditions initiales produisant les enveloppes les plus désadaptées sont choisis pour effectuer une simulation PIC LSP Slice. Ils correspondent aux cas extrêmes de l'erreur c'est-à-dire aux triplets de dimensions initiales définis tels que $(-5,8\% R_{env}; +5,8\% R'_{env}; +5,8\% \varepsilon_n)$ définisse le cas 1 et $(+5,8\% R_{env}; -5,8\% R'_{env}; +5,8\% \varepsilon_n)$ définisse le cas 2.

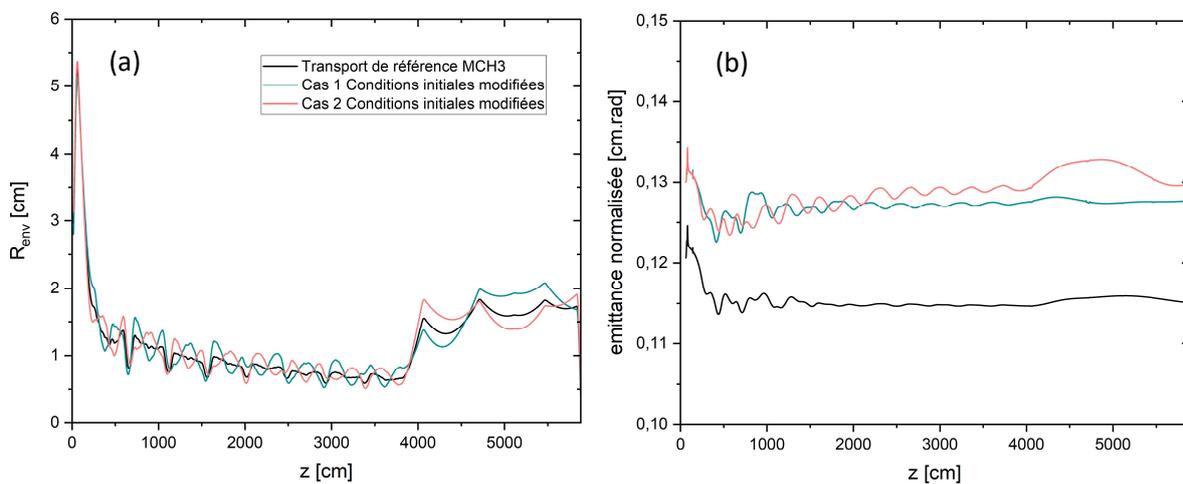


Figure 3-13 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} (a) et de l'émittance normalisée simulée par le code PIC LSP Slice (b) lors de la propagation du faisceau d'électrons dans l'accélérateur pour les triplets de dimensions initiales de l'enveloppe en noir du transport de référence MCH3, en vert du cas 1 $(-5,8\% R_{env}; +5,8\% R'_{env}; +5,8\% \varepsilon_n)$ et en orange du cas 2 $(+5,8\% R_{env}; -5,8\% R'_{env}; +5,8\% \varepsilon_n)$.

Les Figure 3-13(a) et (b) montrent respectivement l'évolution du rayon d'enveloppe R_{env} et de l'émittance normalisée du faisceau le long de l'axe de propagation z pour les triplets de dimensions initiales du faisceau du transport de référence MCH3 (courbe noire) et des cas 1 (courbe verte) et 2 (courbe orange) décrits précédemment. Les enveloppes du faisceau sont désadaptées avec une disparité allant jusqu'à 15 % pour le cas 1 par rapport au transport de référence MCH3 (Figure 3-13(a)). La Figure 3-13(b) permet d'observer si ces enveloppes désadaptées produisent un accroissement de l'émittance normalisée pouvant dégrader le transport du faisceau d'électrons. Le transport du premier cas produit une valeur et une amplitude de l'émittance normalisée (courbe verte de la Figure 3-13(b)) plus importante que le transport de référence. Néanmoins, son accroissement reste faible. D'autre part, lors du transport du second cas, un léger accroissement de son émittance normalisée apparaît (courbe orange de la Figure 3-13(b)) d'une valeur modérée de moins de 5 %.

Lors de la détermination des conditions initiales d'enveloppe, l'incertitude obtenue par la méthode utilisée n'amène pas à un accroissement important de l'émittance normalisée du faisceau au cours de son transport dans l'accélérateur si une des dimensions varient dans la marge d'erreur. Les enveloppes sont toutefois légèrement désadaptées du fait que la détermination du transport de référence de MCH3 est dépendante des conditions initiales choisies. En pratique, les dimensions initiales du faisceau se situent peut-être à la limite de l'incertitude sans que cela ne soit dommageable pour le guidage du faisceau d'électrons dans l'accélérateur.

Le transport du faisceau d'électrons est alors considéré correct si l'une des dimensions initiales d'enveloppe varie dans la marge d'incertitude attribuée lors de sa détermination. Néanmoins, d'autres variations de paramètres peuvent apparaître lors de la détermination des conditions initiales dans l'injecteur et influencer de façon plus préjudiciable le transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur.

2.1.3.2. Influence de la dépendance temporelle du faisceau dans l'injecteur seul

Comme cela a été exposé dans la première partie de ce chapitre page 71, la détermination expérimentale des conditions initiales est réalisée de manière moyenne sur le plateau de l'impulsion. Or, les valeurs des propriétés du faisceau varient le long de l'impulsion. L'étude réalisée ici vise à établir l'influence de la dépendance temporelle du faisceau dans l'injecteur sur le transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur.

Techniquement, il serait possible de réaliser expérimentalement une mesure des trois gradients pour différentes parties du plateau de l'impulsion. Cette étude nécessite une mise à disposition de la machine incompatible de son planning fonctionnel, elle n'a donc pas pu être réalisée. L'approche retenue dans cette partie repose sur une modélisation PIC poussée de l'injecteur.

Le principe général de la modélisation temporelle du faisceau a été présenté dans la partie 2.2.2.4 du Chapitre 2. Dans l'injecteur, la dynamique du faisceau d'électrons est modélisée par le code particulaire LSP qui prend en compte l'évolution des propriétés du faisceau le long de son impulsion. Une simulation PIC 2D (R,Z) de l'injecteur a donc été réalisée afin d'accéder à la dépendance spatiale et temporelle des propriétés du faisceau dans l'injecteur [72].

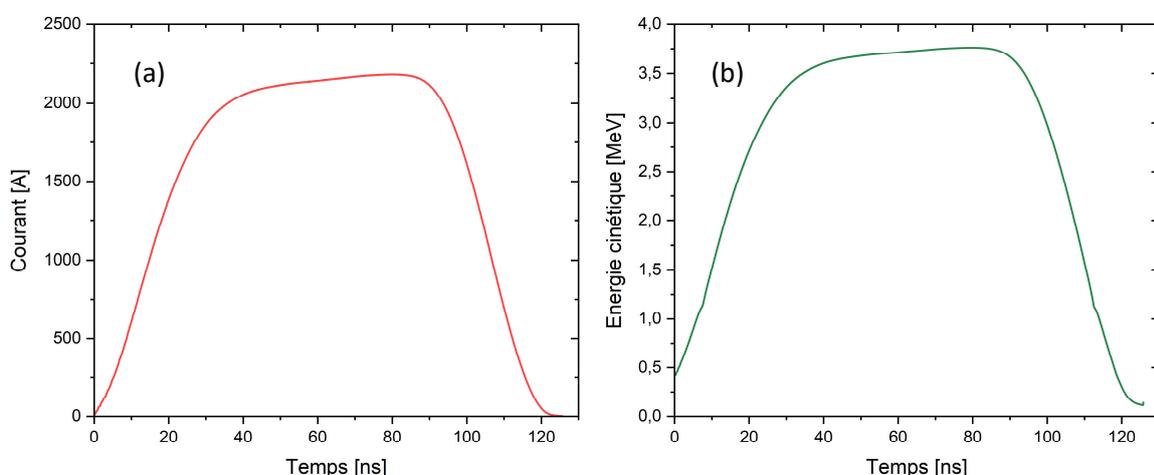


Figure 3-14 Profil temporel dans l'injecteur (a) du courant et (b) de l'énergie cinétique à la position d'extraction de la distribution initiale du faisceau.

A partir de cette simulation, une distribution des particules est extraite à la position z telle que le rayon d'enveloppe soit maximal. La Figure 3-14 présente le profil temporel du courant et de l'énergie de l'injecteur à la position d'extraction $z = 63,307 \text{ cm}$. La valeur moyenne du courant sur le plateau de l'impulsion d'une durée de 45 ns (Figure 3-14(a)) est bien de $2,1 \text{ kA}$. La valeur moyenne de l'énergie cinétique représentée sur la Figure 3-14(b) correspond également à la valeur moyenne utilisée lors de la détermination du transport du faisceau d'électrons autour de $3,8 \text{ MeV}$.

Une fois que la distribution des particules du faisceau a été extraite à la position z choisie, elle est alors divisée en n disques le long de l'impulsion à un intervalle de temps Δt fixé. La distribution des particules a été divisée en 1450 disques séparés d'un intervalle de $0,1 \text{ ns}$. Chaque disque présentant ces propres conditions initiales est alors transporté dans l'accélérateur par le même guidage que le cas d'étude de la Figure 3-8. Le code de transport EVOLI permet le transport des n disques déterminés soumis au même guidage et résout alors les équations d'enveloppe pour chaque disque. De même, le code LSP-Slice permet de simuler le transport de chaque disque du faisceau afin d'étudier un éventuel accroissement de l'émittance normalisée au cours du transport des disques dans l'accélérateur. Ces nombreuses simulations PIC ont été réalisées sur les supercalculateurs du CEA.

La Figure 3-15 présente la propagation de l'enveloppe du faisceau lors de son transport dans la ligne accélératrice (jusqu'à $z = 39 \text{ m}$) avec des conditions initiales sélectionnées dans le front de montée (30 ns), sur le plateau (60 ns) et dans le front de descente (96 ns) de l'impulsion. Lorsque les conditions initiales proviennent des fronts de montée et de descente de l'impulsion, le transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice est complètement désadapté avec un faisceau qui atteint un rayon de quasi 5 cm . Cette modélisation illustre ce qui a été évoqué dans la partie 2.1.2, c'est-à-dire la perte des électrons des fronts au cours du transport du faisceau dans l'accélérateur.

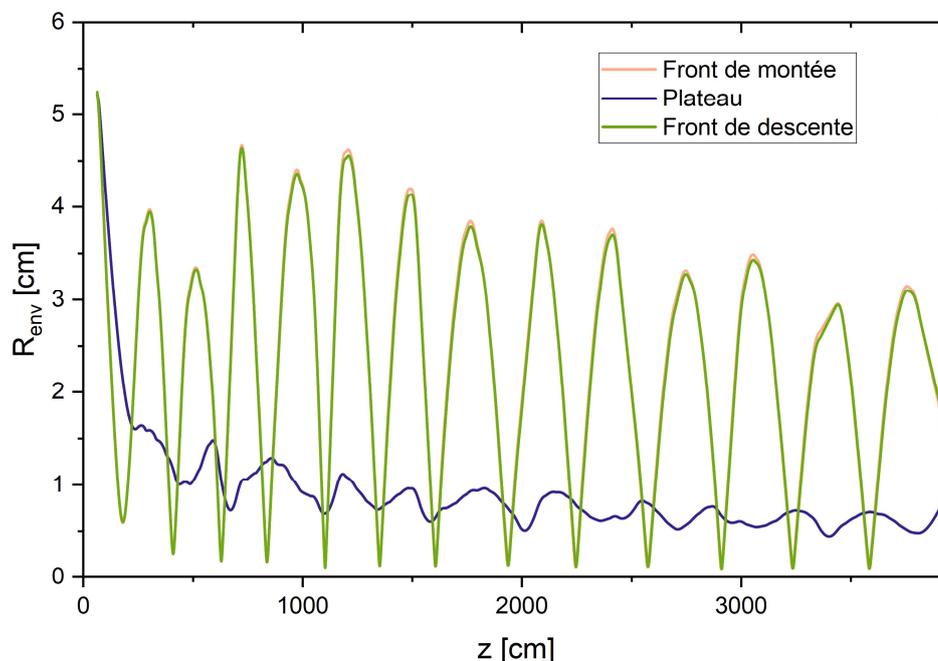


Figure 3-15 Evolution du rayon d'enveloppe du faisceau au cours de son transport dans l'accélérateur initialisé dans le front de montée de l'impulsion (orange), sur le plateau (bleu) et dans le front de descente (vert) de l'impulsion.

L'accroissement d'émittance normalisée induit lors du transport du faisceau dans la ligne accélératrice dont les conditions initiales sont considérées dans le front de montée et de descente de l'impulsion est illustrée sur la Figure 3-16. Ce résultat est issu d'une simulation PIC LSP-Slice. Sur le plateau de l'impulsion (courbe bleue de la Figure 3-16), l'émittance normalisée reste constante au cours du transport du faisceau dans l'accélérateur. Lorsque les conditions initiales sont définies dans le front de montée et de descente de l'impulsion, l'émittance normalisée augmente significativement avec un accroissement qui atteint rapidement jusqu'à un facteur 10 (courbe verte de la Figure 3-16) en fin de ligne accélératrice ($z = 39 \text{ m}$).

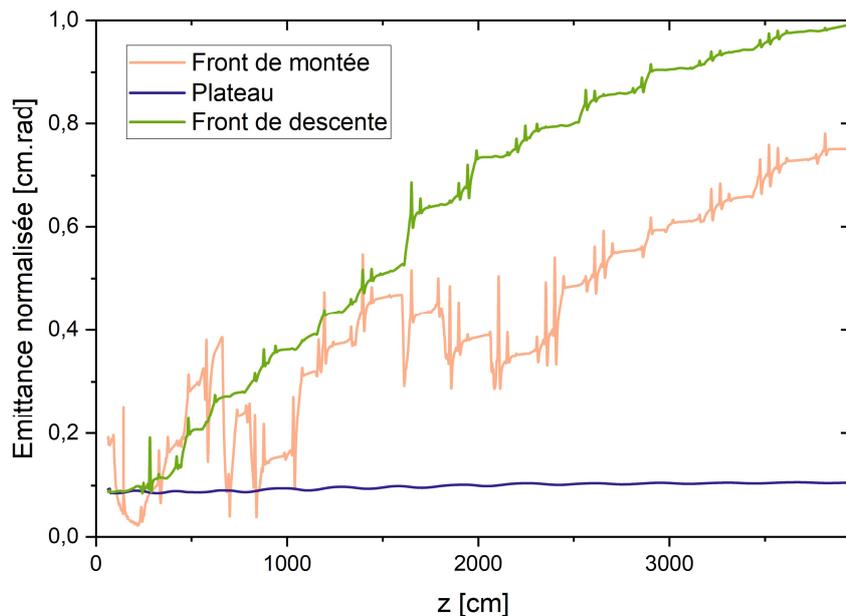


Figure 3-16 Evolution de l'émittance normalisée du faisceau au cours de son transport dans la ligne accélératrice initialisé dans le front de montée de l'impulsion (orange), sur le plateau (bleu) et dans le front de descente (vert) de l'impulsion.

L'influence de la dépendance temporelle du faisceau dans l'injecteur est alors uniquement discutée sur le plateau de l'impulsion qui représente la portion principale qui intéresse la radiographie. Les quelques 400 disques correspondant au découpage du faisceau sur le plateau de l'impulsion ont été transportés dans l'accélérateur avec le code de transport EVOLI. La Figure 3-17 montre que les transports de ces 400 disques de conditions initiales propres sont légèrement désadaptés (en vert) par rapport au transport du faisceau (en noir) pour lequel les conditions initiales correspondent aux valeurs moyennes sur le plateau de l'impulsion. L'enveloppe est désadaptée jusqu'à 50 % (Figure 3-17) pouvant mener à un accroissement de l'émittance normalisée au cours du transport du faisceau. L'enveloppe la plus désadaptée correspond au premier disque du plateau où le couple courant énergie possède les valeurs les moins élevées sur le plateau de l'impulsion telles que le montre la Figure 3-14.

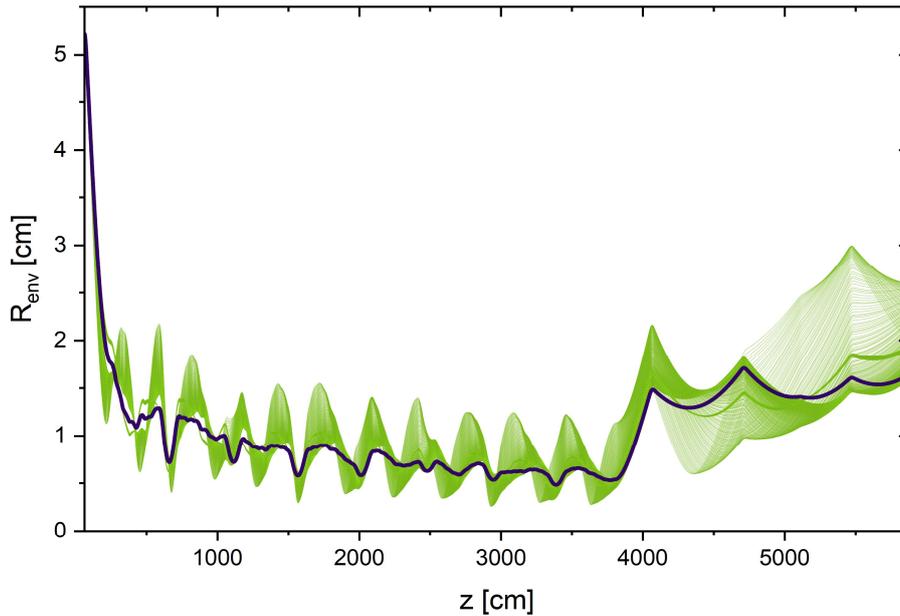


Figure 3-17 Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} obtenu lors de la propagation des disques définis sur le plateau de l'impulsion en vert. En noir, le transport de référence à 3,81 MeV déterminé avec les conditions initiales sur le plateau de l'impulsion.

Le guidage du faisceau d'électrons est donc très spécifique à des conditions initiales données et dépend alors de la détermination de ces conditions initiales. Toutefois, la détermination des conditions initiales moyennes sur le plateau de l'impulsion permet de guider numériquement et expérimentalement les électrons jusqu'à la cible de conversion bien que des oscillations de l'enveloppe soient certainement présentes.

Lors de ce premier paragraphe, le guidage du faisceau d'électrons dans l'accélérateur MCH3 a été présenté. Cependant, le guidage n'est pas l'unique étape à réaliser afin de transporter le faisceau d'électrons lors des expérimentations ; le centrage du faisceau d'électrons lors de son transport est la seconde étape à réaliser et fait l'objet de la partie suivante.

2.2. Centrage du faisceau d'électrons

Lors du transport du faisceau d'électrons dans l'accélérateur, le centrage du faisceau d'électrons est essentiel afin de limiter l'apparition des instabilités liées au faisceau. Ce centrage consiste à positionner le barycentre des charges du faisceau au plus proche des axes $x = 0 \text{ cm}$ et $y = 0 \text{ cm}$, au niveau des DPF, à l'aide des déviateurs magnétiques présents dans chaque cellule à induction. Ces déviateurs magnétiques génèrent un champ magnétique de centrage en x et en y (partie 3.1.2.2 du chapitre 2). Le centrage du faisceau d'électrons est étudié sur le transport de référence de l'accélérateur de MCH3 déterminé dans la partie précédente.

Bien que le modèle du centroïde et la modélisation des déviateurs magnétiques soient intégrés dans le code de transport EVOLI, il est pour l'heure difficile de réaliser expérimentalement le centrage du

faisceau d'électrons par la simulation du fait de la méconnaissance des conditions initiales du centroïde dans l'injecteur et notamment de la divergence du centroïde non mesurée par les DPF dans la ligne accélératrice (partie 2.2.1 de ce chapitre). Il est tout à fait envisageable de réaliser une méthode des 3 gradients sur le centroïde comme cela est effectué pour les dimensions d'enveloppe. Elle peut reposer sur l'exploitation de l'imagerie du faisceau et/ou des DPF à l'entrée de la ligne accélératrice.

Sur l'ensemble des accélérateurs linéaires à induction dans le monde, le centrage du faisceau est réalisé uniquement expérimentalement. Une méthode expérimentale de centrage utilisée est présentée dans la partie 2.2.2 et son application au faisceau de MCH3 est également exposée.

Enfin, la partie finale 2.2.3 présente le développement d'une méthode originale d'optimisation du centroïde qui vise à étudier la possibilité de centrer par simulation le faisceau, réduisant ainsi le nombre d'expériences dédiées au centrage.

2.2.1. Mesures expérimentales du centroïde du faisceau

Les diagnostics de positionnement faisceau permettent d'estimer la position (x, y) du barycentre des charges toutes les quatre cellules à induction dans la ligne accélératrice telle que cela a été présenté dans le paragraphe 1.1. Le transport de référence du faisceau d'électrons dans MCH3, déterminé dans la partie 2.1, a donc été réalisé lors des expérimentations et les données expérimentales ont été analysées.

La Figure 3-18 présente la première étape de la caractérisation du décentrement du faisceau au niveau du DPF X à la position $z = 177 \text{ cm}$ (cf. Figure 3-7) applicable à chaque DPF. Les Figure 3-18 (a) et (b) illustrent respectivement le courant du faisceau ainsi que les signaux intégrés en (x, y) du faisceau mesurés par le DPF X.

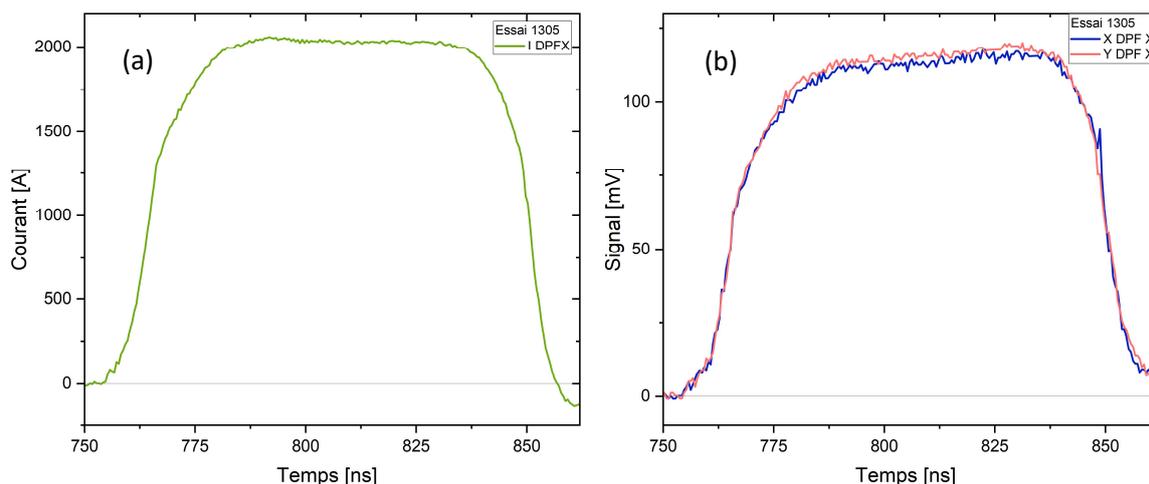


Figure 3-18 Mesures expérimentales au DPF X ($z = 177 \text{ cm}$) pour l'essai 1305 du faisceau d'électrons du transport de référence MCH3 (a) Courant du faisceau (b) Signaux intégrés en x (courbe bleue) et y (courbe rose) mesurés par le DPF X à la position $z = 177 \text{ cm}$.

A partir de l'intégration des signaux bruts mesurés par deux B-dots opposés (Figure 3-18 (b)), le décentrement en x et y en mm est obtenu au niveau du DPF par la formule :

$$\text{Décentrement}_{x/y} = \text{offset} + \frac{1}{\text{pente}} \times \frac{\text{Signal}_{x/y}}{\text{Intensité}} \quad (3.2)$$

L'offset et la pente sont des caractéristiques propres à chaque DPF en mm trouvées lors de la calibration des DPF qui correspondent aux coefficients de calibration permettant de revenir aux valeurs initiales sur les oscilloscopes.

Le membre de droite de la formule (3.2) $\text{Signal}_{x/y}/\text{Intensité}$ correspond au rapport sur une fenêtre temporelle considérée des signaux du DPF en x et y obtenus en V tel que la Figure 3-18 (b) sur l'intensité du faisceau mesurée au même DPF en A tel que la Figure 3-18 (a).

La Figure 3-19 illustre le décentrement du faisceau en x et y sur le plateau de l'impulsion d'une durée d'environ 45 ns au niveau du DPF X. Les valeurs observées du décentrement en x et y au niveau du DPF X sont supérieures au mm . De plus, aucune correction sur le centroïde n'a été effectuée lors de cet essai, ce qui explique que le faisceau ne soit pas centré.

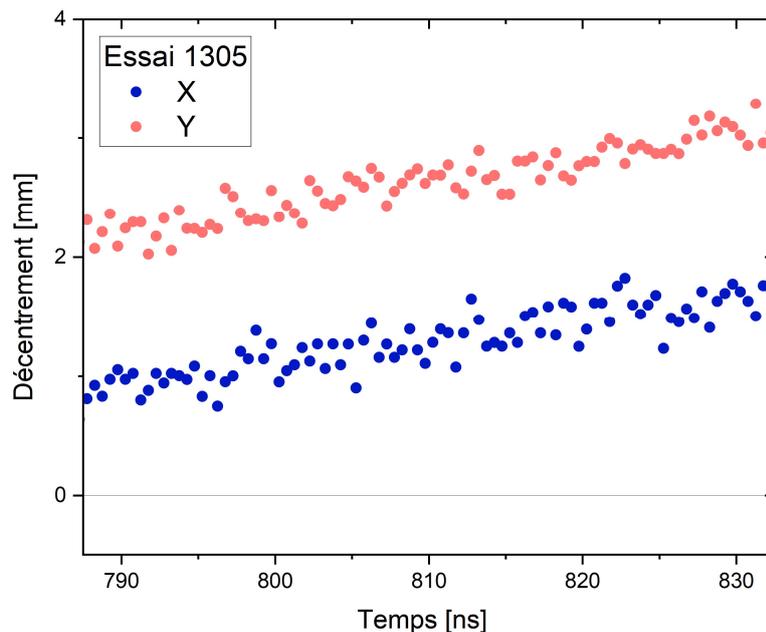


Figure 3-19 Décentremments en x (bleu) et en y (rouge) du faisceau d'électrons du transport de référence de MCH3 mesuré par le DPF X pour l'essai 1305.

Lors de l'exploitation des mesures de décentrement du faisceau au niveau des DPF, la valeur moyenne sur le plateau de l'impulsion est utilisée. Sur la Figure 3-19, la valeur moyenne du décentrement du faisceau en x et y est respectivement de $1,28 \text{ mm}$ et $2,63 \text{ mm}$.

La Figure 3-20 illustre le décentrement du faisceau en x et y lors de son transport dans la ligne accélératrice mesuré du DPF X au DPF 17 (en pointillés) respectivement situés en amont et en aval de la ligne accélératrice en utilisant la valeur moyenne du décentrement.

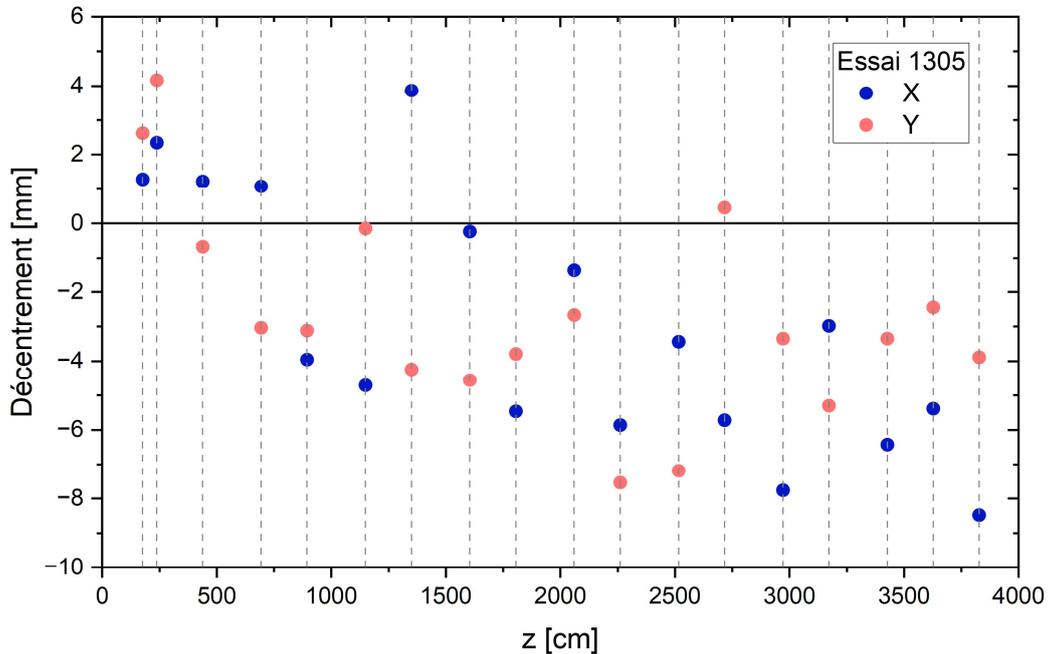


Figure 3-20 Décentrement du faisceau en x (bleu) et en y (rouge) lors de son transport dans la ligne accélératrice mesuré du DPF X au DPF 17 (essai 1305). Les positions des DPF sont représentées par des pointillés.

A la fin de l'injecteur, qui correspond au premier DPF de la Figure 3-20, le faisceau est déjà décentré de plusieurs mm . Dès le début du transport du faisceau dans la ligne accélératrice, le décentrement mesuré reste supérieur à $1 mm$, à la fois en x et en y . Bien que quelques DPF mesurent des décentremments proches de $0 mm$, ceux-ci s'amplifient globalement lors du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice. Le décentrement du faisceau en x et y est bien souvent supérieur à $3 mm$ notamment à partir de la position $z = 25 m$ et atteint jusqu'à $8 mm$ en fin de ligne accélératrice.

Un tel décentrement du faisceau d'électrons dès l'injecteur n'est pas usuel. Deux hypothèses sont avancées afin d'expliquer ce décentrement prématuré du faisceau d'électrons. La cathode peut être désaxée de son axe entraînant une émission décentrée du faisceau par rapport à l'axe mécanique de l'injecteur. La seconde hypothèse est que certains éléments de l'injecteur tels que le solénoïde d'extraction peuvent être désalignés par rapport à l'axe mécanique de l'injecteur et provoquent alors des champs magnétiques accidentels agissant sur le décentrement du faisceau. Ces hypothèses n'ont pas pu être vérifiées lors de la mise en service de MCH3 sur le premier semestre 2023 mais des opérations de réaligement de ces différents éléments sont prévues en 2023.

La Figure 3-21 présente une simulation typique par le code EVOLI du centroïde en x et en y pour la tune 5 (le transport de référence MCH3) initialement décentrée selon l'axe de propagation z du faisceau.

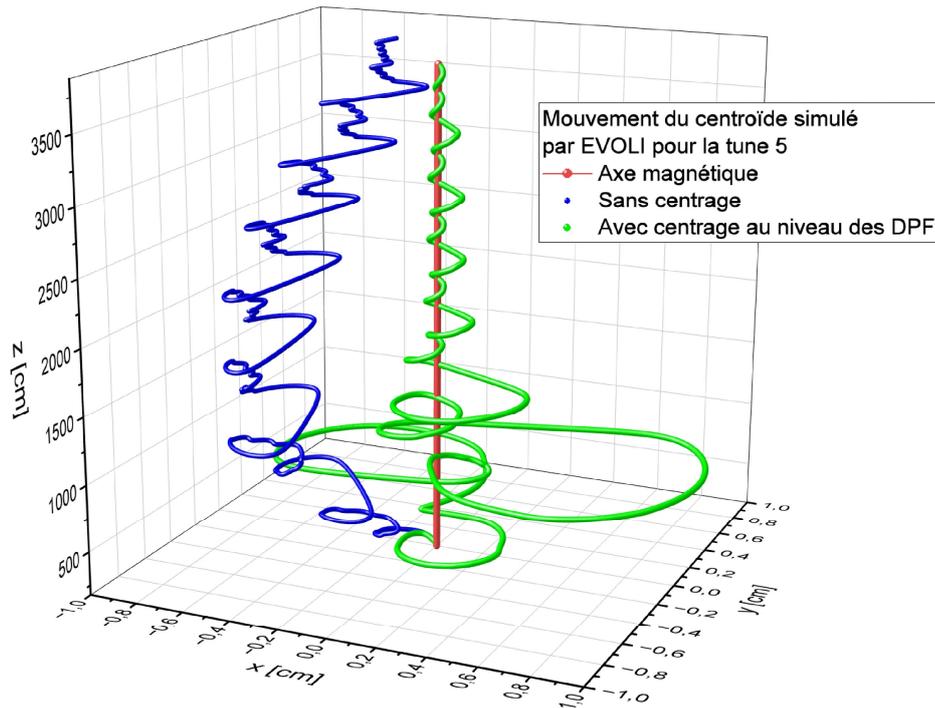


Figure 3-21 Simulation par le code de transport EVOLI du mouvement du centroïde pour la tune 5 sans centrage (en bleu) et avec centrage au niveau des DPF par simulation (en vert) lors de son transport dans la ligne accélératrice. L'axe magnétique de l'accélérateur est représenté en rouge.

Cette simulation permet de visualiser le mouvement singulier du centroïde en x et y qui tourne sur lui-même lors de son transport dans l'accélérateur. Le décentrement du faisceau présenté sur la Figure 3-20 connaît un mouvement similaire à celui de la tune 5 simulée par EVOLI sans centrage du faisceau en bleu sur la Figure 3-21. Cette dernière illustre alors l'intérêt de centrer le faisceau d'électrons au niveau des DPF, en vert sur la Figure 3-22. Bien que le centrage réalisé par simulation (en vert sur la Figure 3-21) donne une amplitude plus importante du faisceau entre les DPF au début de la ligne accélératrice que le faisceau non centré, le faisceau devient très proche de l'axe magnétique de l'accélérateur (en rouge sur la Figure 3-21) à partir de la position $z = 1000 \text{ cm}$ par son centrage sur les DPF et une amplitude faible (inférieure à 1 mm) entre les DPF. Entre les positions des DPF, les excursions du centroïde jusqu'à la position $z = 1000 \text{ cm}$ peuvent apparaître comme importantes au-delà de $500 \mu\text{m}$. Elles proviennent d'un courant important (plusieurs ampères) appliqué aux déviateurs qui permettent de réaliser le centrage au niveau des DPF de la tune 5 soumise à un champ magnétique fort (solénoïdes de focalisation et champ magnétique terrestre). Le centrage apparaît alors comme essentiel afin de contrôler le mouvement du faisceau lors de son transport particulièrement sur la fin de l'accélérateur.

Un décentrement important du faisceau d'électrons lors de son transport dans la ligne accélératrice peut amplifier les instabilités liées au faisceau comme cela a été expliqué dans la partie 2.2.2.5 du Chapitre 2. Le transport de référence du faisceau d'électrons dans l'accélérateur MCH3 doit alors être centré afin de limiter les effets du décentrement du faisceau sur son transport.

2.2.2. Méthode expérimentale de centrage

Dans le cadre d'un transport de référence de l'accélérateur MCH3, le faisceau a été centré expérimentalement selon la procédure proposée dans l'article de référence de C. Ekdahl [23].

Le centrage du faisceau d'électrons est réalisé grâce à des déviateurs magnétiques présents par paires dans chaque cellule à induction. Le principe des déviateurs magnétiques a été décrit dans le Chapitre 2 page 59. Les déviateurs horizontal et vertical de chaque paire peuvent être alimentés de façon indépendante afin de corriger la position du faisceau dans le plan souhaité.

Pour rappel, les DPF permettant de mesurer les corrections effectuées par les déviateurs magnétiques qui ne sont présents que toutes les quatre paires de déviateurs magnétiques tel que la Figure 3-7 le montre. Si plusieurs paires de déviateurs sont activés en amont d'un DPF, l'influence individuelle de chaque paire de déviateur sur le centrage du faisceau n'est pas identifiable. Pour cette raison, le centrage au niveau d'un DPF est effectué par un seul déviateur de préférence en début de bloc de façon à minimiser le courant à appliquer au déviateur. La minimisation du courant des déviateurs permet d'éviter la création de mouvements latéraux supplémentaires et donc d'effectuer par la suite un nombre plus élevé de corrections (opérations très chronophages). De plus, les consignes des déviateurs sont limitées à 5 A, ce qui rend impossible l'utilisation de champs magnétiques trop forts.

Cette méthode expérimentale de centrage à l'aide d'un unique déviateur magnétique pour un DPF donné est dite de centrage seul. La procédure de centrage seul est décrite ci-dessous.

Lors du centrage du faisceau au niveau d'un DPF, trois essais consécutifs sont nécessaires afin de réaliser le calcul matriciel permettant la détermination des consignes de courant du déviateur pour centrer le faisceau sur le DPF placé en aval. L'étape préalable aux essais est le choix de la variation de courant ΔI (en A) à appliquer à la paire de déviateurs lors du centrage. Les trois essais sont alors effectués afin de remplir le tableau présenté sur le Tableau 3-2. Le premier essai est l'essai de référence où deux consignes (h_0, v_0) sur les déviateurs sont fixées. La position initiale du barycentre des charges du faisceau (X_0, Y_0) sur le DPF est alors relevée. La même démarche est effectuée pour les deux essais suivants, le premier et le second essai de centrage, en modifiant les consignes des déviateurs respectivement par la variation de la quantité ΔI du courant de la composante horizontale puis de la composante verticale du déviateur. Les positions du centroïde du faisceau (X_1, Y_1) et (X_2, Y_2) sont alors relevées pour ces deux essais de centrage.

N° de l'essai	Déviateur		DPF	
	h	v	X	Y
Essai de référence (n°0)	h_0	v_0	X_0	Y_0
1 ^{er} essai de centrage	$h_0 + \Delta I$	v_0	X_1	Y_1
2 ^{ème} essai de centrage	h_0	$v_0 + \Delta I$	X_2	Y_2

Tableau 3-2 Modèle de tableau à remplir lors de la procédure de centrage seul sur un DPF pour un déviateur magnétique choisi en amont.

Le relevé des positions étant effectué dans le Tableau 3-2, les consignes de courant à appliquer au déviateur sont déterminées. Les déplacements du centroïde du faisceau au niveau du DPF lors du centrage peuvent être décrits par le problème vectoriel :

$$\begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X_0 \\ Y_0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \Delta h \\ \Delta v \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

Avec $\begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix}$ le vecteur position au DPF à atteindre par le centrage, $\begin{bmatrix} X_0 \\ Y_0 \end{bmatrix}$ le vecteur position au DPF obtenu lors de l'essai de référence, $\begin{bmatrix} \Delta h \\ \Delta v \end{bmatrix}$ le vecteur décrivant la variation du courant à appliquer aux déviateurs pour obtenir le vecteur $\begin{bmatrix} X \\ Y \end{bmatrix}$ et les coefficients de la matrice sont donnés par les essais de centrage tels que $a_{11} = \frac{X_1 - X_0}{\Delta I}$; $a_{12} = \frac{X_2 - X_0}{\Delta I}$; $a_{21} = \frac{Y_1 - Y_0}{\Delta I}$; $a_{22} = \frac{Y_2 - Y_0}{\Delta I}$.

Afin de déterminer le courant des déviateurs magnétiques tel que le faisceau soit centré sur le DPF en $X = 0 \text{ cm}$ et $Y = 0 \text{ cm}$, l'équation (3.3) devient :

$$\begin{bmatrix} \Delta h \\ \Delta v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} -X_0 \\ -Y_0 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

Par la résolution matricielle de l'équation (3.4) , les variations Δh et Δv du courant des déviateurs magnétiques sont déterminées telles qu'elles permettent de centrer le faisceau au niveau du DPF. Le couple $(h_0 + \Delta h, v_0 + \Delta v)$ correspond alors aux nouvelles consignes de courant à appliquer au déviateurs horizontal et vertical étudiés. Un essai de vérification peut éventuellement être réalisé afin de confirmer le centrage du faisceau sur le DPF concerné.

Cette méthode a été intégrée au sein d'un tableur Excel calculant automatiquement les variations Δh et Δv par la résolution matricielle une fois que les valeurs expérimentales sont renseignées. Ce choix a été fait afin d'optimiser la procédure de centrage dans le cadre de la mise en service MCH3 notamment en terme de temps.

Le centrage expérimental du transport de référence MCH3 a donc été réalisé et ce dès l'injecteur. La Figure 3-22 présente le décentrement du faisceau en x et y observé au niveau du DPF X après le centrage du faisceau d'électrons dans l'injecteur réalisé à l'aide de trois paires de déviateurs magnétiques. La valeur moyenne du décentrement du faisceau en x et y au niveau du DPF X est alors respectivement de $-67 \mu\text{m}$ et $19 \mu\text{m}$. Sur le plateau de l'impulsion, les valeurs de décentrement augmentent de $-0,5$ à $+0,5 \text{ mm}$ avec les variations du courant et de l'énergie cinétique sur le plateau.

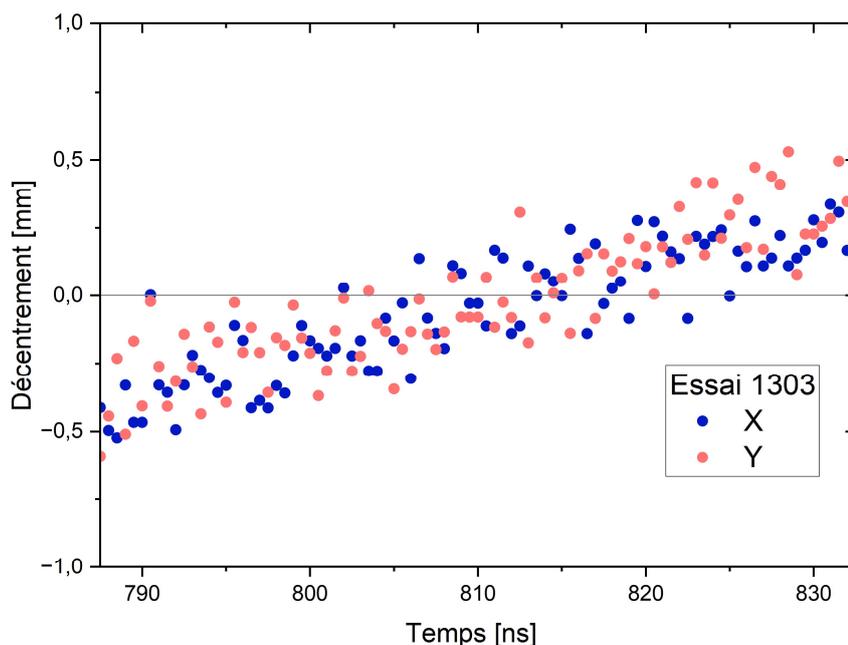


Figure 3-22 Décentremets en x (bleu) et en y (rouge) du faisceau d'électrons du transport de référence de MCH3 mesuré au DPF X après le centrage dans l'injecteur pour l'essai 1303.

Lors de la mise en service de MCH3, un décentrement maximal du faisceau de 500 μm est recherché sur les DPF notamment pour prendre en compte la résolution des DPF et les erreurs commises lors du traitement des signaux. Comme cela a été observé sur la Figure 3-20 du paragraphe précédent, le décentrement du faisceau est bien souvent supérieur au critère de centrage. Le centrage du faisceau d'électrons est alors réalisé sur chaque DPF de la ligne accélératrice et nécessite donc une cinquantaine d'essais. Le résultat du centrage du transport de référence de MCH3 est présenté sur la Figure 3-23.

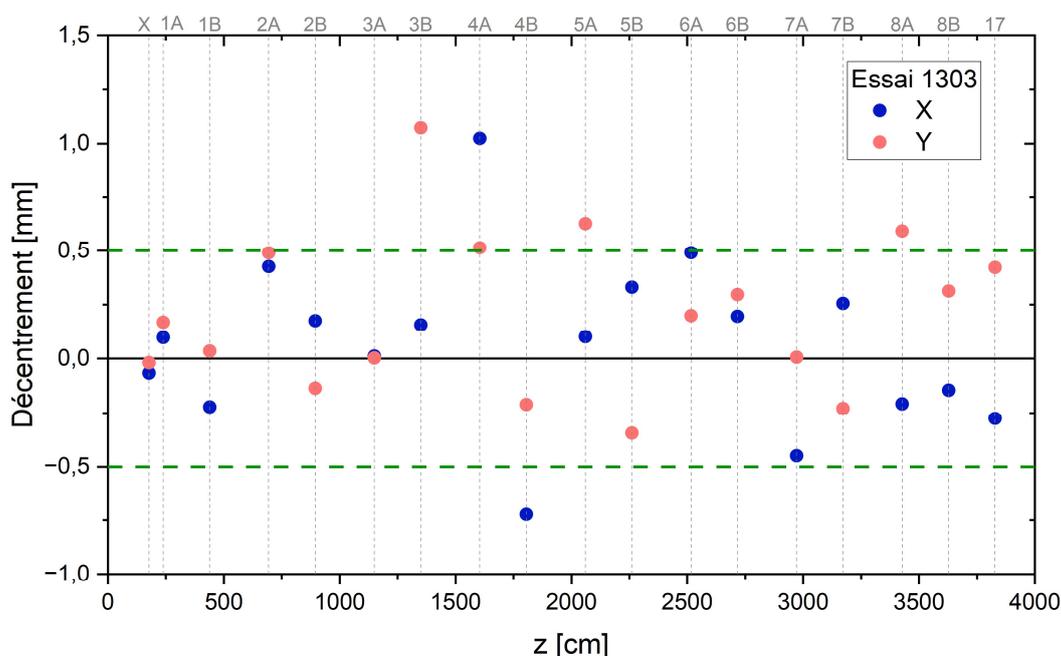


Figure 3-23 Décentrement du faisceau en x (bleu) et en y (rouge) du transport de référence MCH3 dans la ligne accélératrice une fois le centrage expérimental réalisé pour l'essai 1303. En vert, les pointillés représentent le critère de centrage du faisceau d'électrons

Bien que le décentrement du faisceau réponde au critère de centrage sur quasiment tous les DPF, un décentrement de l'ordre de 1 mm sur l'une des composantes est observé sur les DPF 3B, 4A, 4B, 5A et 8A. Ce décentrement plus important est dû à un plus faible courant appliqué aux déviateurs magnétiques en amont du DPF. Malgré le fait que quelques valeurs soient de l'ordre de 1 mm, le décentrement du faisceau obtenu sur la Figure 3-23 est tout de même globalement maîtrisé sur la totalité de la ligne accélératrice.

Enfin, la comparaison du transport de référence MCH3 non centré (essai 1305) et centré (essai 1303) est réalisée afin d'illustrer l'influence du centrage du faisceau. La Figure 3-24 présente une comparaison des signaux en x et y au niveau des DPF 8A et 8B du module 8 de la ligne accélératrice entre les essais 1305 et 1303.

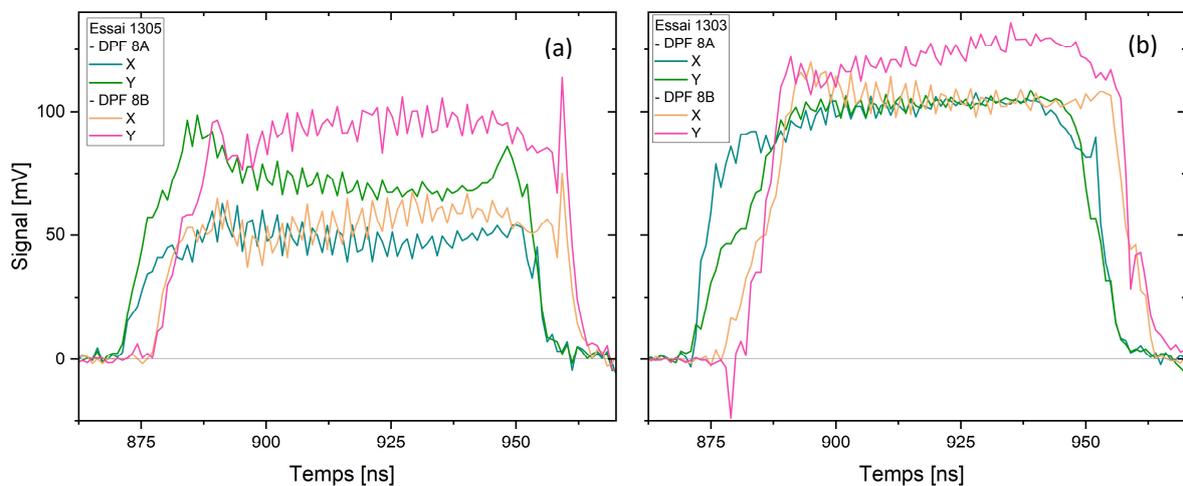


Figure 3-24 Signaux en x et y des DPF 8A (en bleu et vert) et 8B (en orange et rose) du module 8 de la ligne accélératrice pour le transport de référence MCH3 (a) non centré (essai 1305) et (b) centré expérimentalement (essai 1303).

Les signaux des DPF de l'essai 1305 non centré (Figure 3-24 (a)) présentent des oscillations plus importantes que les signaux des DPF de l'essai 1303 centré expérimentalement (Figure 3-24 (b)). Les signaux en y du DPF 8B (en rose sur la Figure 3-24) présentent des oscillations deux fois plus importantes sur l'essai 1305 non centré (Figure 3-24 (a)) que l'essai 1303 centré (Figure 3-24 (b)). Cela montre alors que le centrage du faisceau contribue à prévenir l'apparition d'oscillations sur les signaux des DPF qui peuvent mener, si elles sont trop importantes, à une destruction du faisceau au cours de son transport.

Cette méthode expérimentale de centrage est valide pour un unique transport du faisceau d'électrons considéré et pour des conditions initiales données. Si une seule des propriétés initiales du faisceau (courant, énergie) ou des conditions de transport tel que le champ magnétique de guidage sont modifiés, le centrage doit alors être repris. En pratique, l'étape de centrage du faisceau peut alors se révéler très chronophage si l'accélérateur n'est pas parfaitement stable.

2.2.3. Développement et évaluation d'une méthode d'optimisation du centrage par simulation

Expérimentalement, le centrage du faisceau d'électrons est une étape importante mais chronophage compte tenu du nombre d'essais à effectuer. Bien que cette méthode de centrage soit efficace, un modèle prédictif du centroïde serait un atout indéniable en terme d'exploitation de la machine. Ce modèle aurait pour objectif de prévoir les réglages des déviateurs magnétiques par simulation à partir des conditions initiales mesurées expérimentalement. La première étape de ce développement du modèle prédictif discutée dans ce manuscrit est le développement d'une méthode d'optimisation du centroïde. Dans un premier temps, le principe général de la méthode est présenté puis cette dernière est appliquée aux mesures expérimentales réalisées lors de la mise en service de MCH3 pour évaluer son intérêt.

2.2.3.1. Principe général de la méthode

La méthode d'optimisation du centroïde est développée dans le but de pouvoir prévoir en amont des expérimentations les réglages des déviateurs magnétiques permettant de centrer le faisceau par simulation. L'idée est alors de verrouiller certains paramètres de la machine tels que les désalignements des solénoïdes en utilisant les essais expérimentaux de MCH3 puis de se servir de ce verrouillage dans des transports différents du faisceau d'électrons afin de déterminer s'il est possible d'être prédictif sur le centroïde.

Cette méthode d'optimisation du centroïde est intégrée dans le code de transport EVOLI. Elle repose sur l'utilisation des équations du centroïde décrites dans la partie 2.2.2.3. du chapitre 2 ainsi que sur différents paramètres physiques (défauts des éléments magnétiques, divergence du centroïde, ...) qui sont choisis par l'utilisateur. L'objectif de l'algorithme consiste à reproduire les mesures obtenues expérimentalement au niveau des DPF.

L'algorithme optimise une fonction dans le but de trouver une solution telle que cette dernière permette de trouver un extremum local de la fonction. Cette fonction servant de critère afin de déterminer la meilleure solution au problème est nommée la fonction objectif et est déterminée par l'utilisateur. Elle nécessite des variables d'ajustement qui seront optimisées afin de rechercher une solution optimale. Dans l'algorithme d'optimisation développé, la fonction objectif retourne la valeur *rms* des positions x et y du centroïde calculées par rapport aux mesures expérimentales des DPF. Une minimisation de la valeur *rms* est alors recherchée par l'algorithme d'optimisation à l'aide des variables d'ajustements. Un critère d'arrêt a été défini lors de la recherche lorsque la valeur *rms* atteint $1 \mu m$.

L'optimisation choisie suit la méthode Nelder-Mead développé en 1965 par John Nelder et Roger Mead. Cette méthode est choisie car elle ne nécessite pas le calcul du gradient de la fonction objectif et reste néanmoins efficace dans un temps de calcul raisonnable. Elle n'utilise que la valeur de la fonction. En tant que simple utilisateur de cette méthode, elle n'est pas décrite dans ces travaux de thèse, le lecteur pourra se référer à l'article « A simplex method for function minimization » [109] pour une description détaillée de la méthode. Cette méthode d'optimisation nécessite des variables d'ajustement lors de la recherche de la solution optimale. Plusieurs variables d'ajustement peuvent être prises en considération. Elles sont discutées ci-dessous.

Comme cela a été évoqué précédemment, les DPF permettent de mesurer uniquement la position (x, y) du barycentre des charges. Or, la connaissance des divergences initiales x' et y' du faisceau est nécessaire afin de résoudre les équations du centroïde. La divergence du centroïde du faisceau

constitue alors, a minima, la première variable d'ajustement (inconnue expérimentalement) lors de la recherche par l'algorithme d'optimisation des mesures expérimentales à atteindre.

De plus, les simulations avec le code EVOLI ont mis en évidence que le centroïde du faisceau est influencé par la présence de champs magnétiques issus de différents éléments de l'accélérateur (cf. 3.1.2 du chapitre 2). Les décentres des éléments magnétiques de la ligne accélératrice peuvent être des contributeurs importants à la dynamique du centroïde. En théorie, les éléments magnétiques sont parfaitement alignés sur l'axe mécanique de l'accélérateur. En pratique, il existe une certaine tolérance d'alignement. Par conséquent, les solénoïdes de focalisation et éventuellement les déviateurs magnétiques peuvent être légèrement désalignés par rapport à l'axe mécanique ce qui a pour conséquence de créer des champs magnétiques accidentels.

Quatre dimensions caractérisent un solénoïde décentré : les translations dans le plan transverse en x et y du centre du solénoïde nommées T_x et T_y et les rotations α et β qui représentent l'inclinaison du solénoïde selon les plans xz et yz . La Figure 3-25 représente le désalignement d'un solénoïde respectivement, à gauche par translation de son centre et à droite par sa rotation.

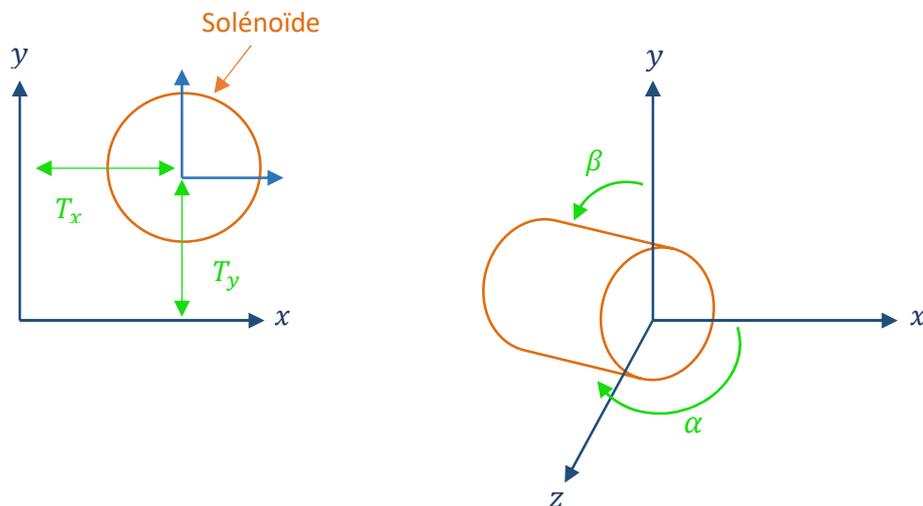


Figure 3-25 Représentation d'un solénoïde décentré par translation de son centre (à gauche) et par rotation selon les plans xy et xz (à droite).

Le champ magnétique généré par le solénoïde décentré est calculé dans le référentiel correspondant à un solénoïde parfaitement centré puis converti dans son référentiel. Le champ magnétique accidentel généré par le solénoïde décentré est alors pris en compte dans EVOLI.

Expérimentalement, les valeurs exactes des désalignements des éléments magnétiques ne sont pas connues. En revanche, lors de l'installation des éléments de l'accélérateur, les marges d'alignement suivantes ont été respectées : en translation, les axes magnétiques des cellules sont contenus dans un cylindre de $250 \mu m$ de diamètre et en rotation, l'angle de dispersion est inférieur à $500 \mu rad$ [104]. Ces marges permettent de réduire les effets chromatiques augmentant possiblement l'émittance.

Un tirage aléatoire des défauts d'alignement des solénoïdes est alors effectué dans les marges d'alignement. Les défauts constituent alors le deuxième jeu de variables d'ajustement lors de la recherche des mesures expérimentales par l'algorithme d'optimisation.

Enfin, le champ magnétique terrestre est présent dans l'accélérateur et peut également influencer le centroïde du faisceau. Comme cela a été évoqué dans le Chapitre 1, la présence de ferrites dans les cellules à induction écrante significativement le champ magnétique terrestre dans une cellule. Cependant, le champ magnétique terrestre est toujours présent hors des cellules à induction dans les cellules de pompage par exemple. En conséquence, seul le champ magnétique terrestre hors des cellules est pris en compte lors de l'exécution de la méthode d'optimisation.

D'autre part, lorsque la recherche est réalisée sur un transport qui utilise les déviateurs, les champs magnétiques générés par ces derniers sont également pris en compte.

Le principe et les principaux ingrédients de la méthode d'optimisation du centroïde ont été décrits. La partie suivante présente l'application de cette méthode aux mesures expérimentales de MCH3 réalisées pour le transport de référence du faisceau d'électrons décrit précédemment.

2.2.3.2. Application de la méthode aux mesures expérimentales MCH3

Le choix est fait d'appliquer la méthode d'optimisation du centroïde avec le code EVOLI uniquement sur les deux premiers modules de l'accélérateur correspondant à 16 cellules à induction. Ce choix résulte du fait que lors de l'inter comparaison du centroïde d'un faisceau intense des deux modèles utilisés EVOLI et LSP-Slice (chapitre 2 partie 3.2.2.2), l'accord des codes est très bon au début de l'accélérateur puis le désaccord s'amplifie au cours du transport du faisceau avec ou sans présence du terme de charge d'espace dans EVOLI. Cela signifie qu'au-delà de 16 cellules, il faudrait utiliser cette méthode avec le modèle PIC Slice, or ce modèle produit une simulation en environ 1h ce qui rendrait donc le processus d'optimisation rédhibitoire face au très grand nombre de simulations nécessaires.

La méthode d'optimisation du centroïde est alors appliquée aux différents essais réalisés lors des expérimentations sur MCH3. Dans un premier temps, elle est étudiée sur le transport de référence MCH3 (la tune 5) sans centrage expérimental correspondant à l'essai 1305. Dans un second temps, les défauts optimisés pour l'essai 1305 sont injectés lors de l'optimisation du centroïde pour la tune 2 sans centrage expérimental. La tune 2 correspond à un second transport du faisceau d'électrons réalisé sur MCH3 avec un champ magnétique solénoïdal plus faible que la tune 5. Enfin, la méthode d'optimisation sera exécutée sur la tune 5 centrée expérimentalement (essai 1303) avec les défauts trouvés sans centrage expérimental.

2.2.3.2.1. Transport de référence MCH3, tune 5, sans centrage expérimental (essai 1305)

La méthode d'optimisation du centroïde peut alors être appliquée au transport de référence du faisceau d'électrons dans MCH3 (tune 5) sur les deux premiers modules de l'accélérateur.

La Figure 3-26 montre le décentrement en x et y du faisceau mesuré du DPF X au DPF 3A lors des expérimentations MCH3 réalisées avec le transport de référence MCH3 sans centrage expérimental. L'algorithme d'optimisation va alors chercher à atteindre ces positions.

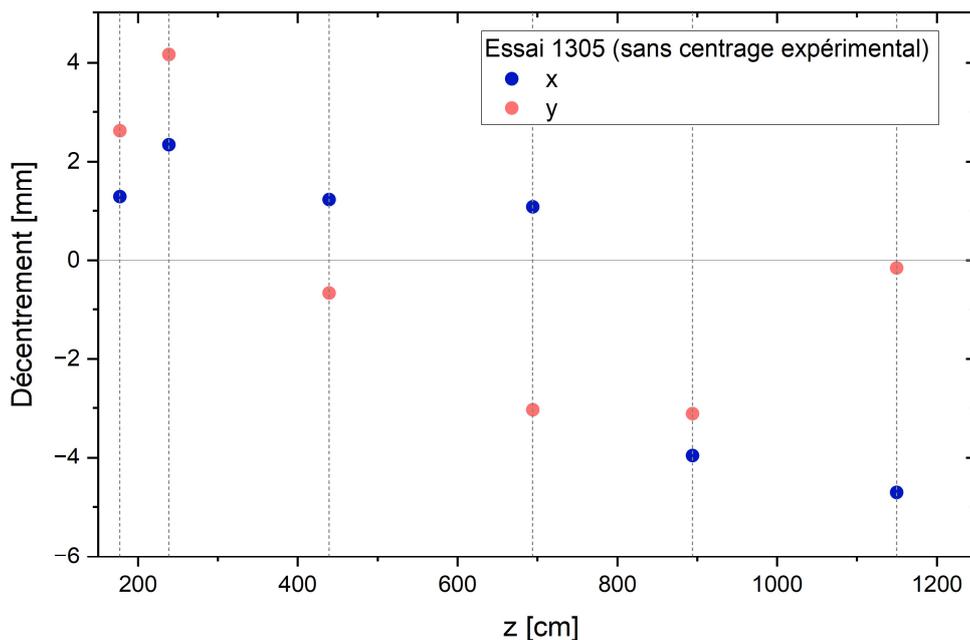


Figure 3-26 Positions du barycentre des charges du faisceau en x (bleu) et y (rose) mesurées du DPF X au DPF 3A pour le transport de référence MCH3 sans centrage expérimental (essai 1305) recherchées par l'algorithme d'optimisation.

La recherche par l'algorithme d'optimisation d'un transport du centroïde correspondant aux mesures du faisceau sur les DPF de la Figure 3-26 est réalisée par étapes.

Dans un premier temps, les éléments magnétiques sont supposés parfaitement alignés. La résolution des équations du centroïde nécessite donc la connaissance des positions et des divergences initiales. La simulation du centroïde démarre à la position du DPF X ce qui permet de fixer la position initiale en x et y . Comme mentionné précédemment, il reste à trouver la divergence initiale qui n'est pas connue expérimentalement. L'algorithme d'optimisation est donc exécuté avec la divergence du faisceau d'électrons comme seule variable d'ajustement et sans la présence du champ magnétique terrestre. C'est le cas le plus simple dans lequel la machine est parfaitement alignée. L'algorithme cherche alors à minimiser la valeur *rms* des positions x et y calculées avec EVOLI par rapport aux mesures expérimentales en variant la divergence initiale x' et y' du centroïde.

La Figure 3-27 présente les résultats de l'optimisation avec les valeurs initiales au DPF X de la divergence du centroïde telles que $x' = 2,5 \text{ mrad}$ et $y' = -5,14 \text{ mrad}$. Ces valeurs de la divergence du centroïde semblent physiquement acceptables. Cependant, les valeurs mesurées par les DPF ne sont pas atteintes et ce dès le second DPF, notamment en y . Les deux premiers DPF sont séparés d'une distance courte (environ 60 cm) alors que les autres DPF sont séparés de plusieurs mètres. Afin d'obtenir les valeurs x et y mesurées au niveau du second DPF, les divergences initiales du centroïde doivent alors être positives, la distance étant courte entre les deux DPF. Par conséquent, la divergence en y obtenue lors de cette première recherche n'est pas physique. Néanmoins, c'est la meilleure solution mathématiquement trouvée avec les paramètres considérés.

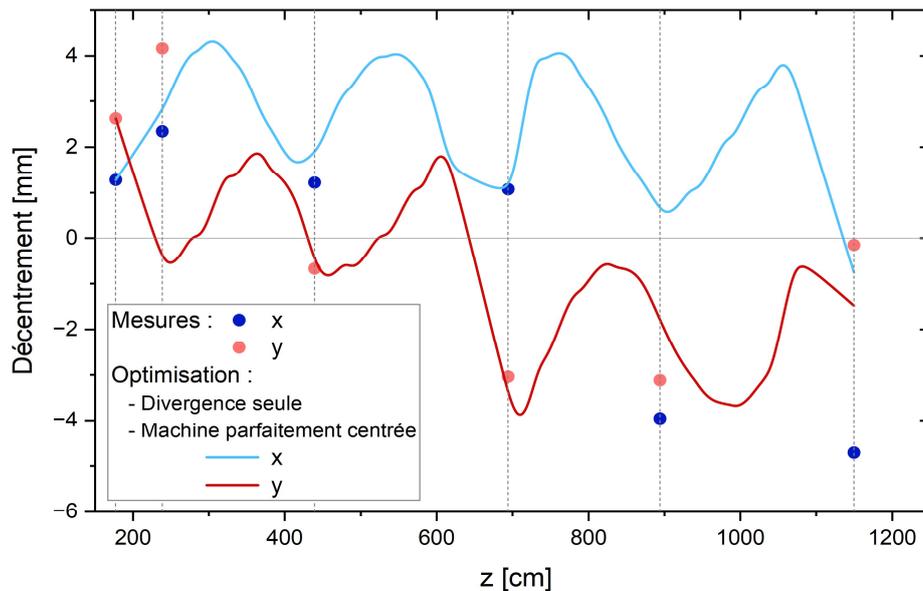


Figure 3-27 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) lorsque la divergence x' et y' du centroïde est l'unique variable d'ajustement lors de la recherche des mesures DPF (points) de l'essai 1305 (tune 5 sans centrage expérimental).

Les valeurs calculées par l'algorithme d'optimisation ne correspondent pas aux mesures expérimentales des DPF avec la divergence seule lors de la recherche. Dans le cas précédent, le champ magnétique terrestre n'a pas été pris en compte. La Figure 3-28 présente alors les résultats de l'algorithme d'optimisation avec la prise en compte du champ magnétique terrestre. La recherche des mesures DPF donne dans ce cas une divergence initiale du centroïde $x' = 2,9 \text{ mrad}$ et $y' = -1,4 \text{ mrad}$. La solution trouvée est la meilleure solution avec les paramètres considérés. Cependant, ce n'est pas la bonne notamment de par la négativité de la divergence en y qui doit en théorie être positive. Les allures des courbes sont néanmoins plus satisfaisantes que le cas précédent avec une trajectoire correspondant globalement mieux aux données expérimentales.

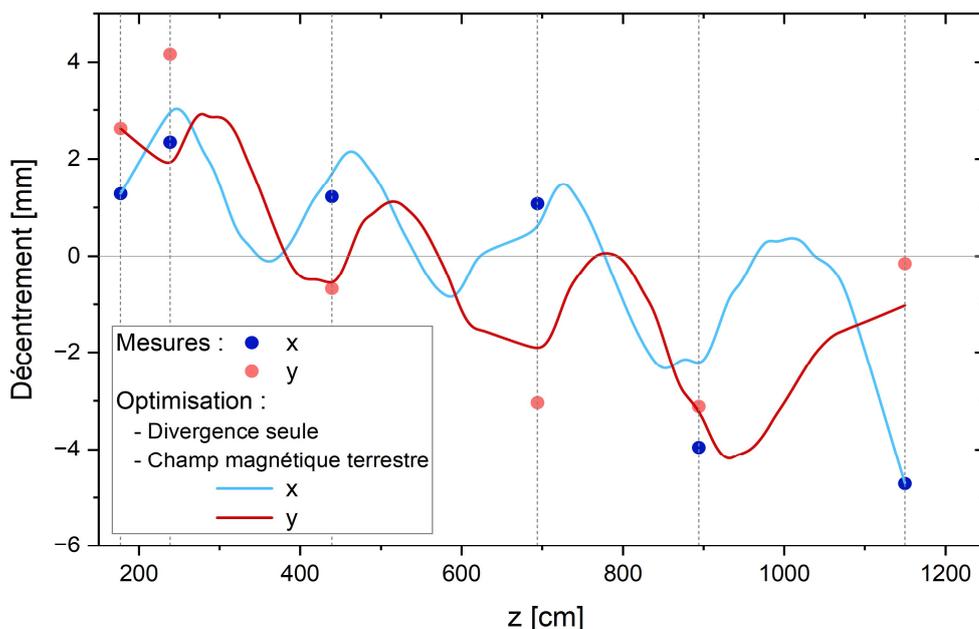


Figure 3-28 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) avec la présence du champ magnétique terrestre lorsque la divergence x' et y' du centroïde est l'unique variable d'ajustement lors de la recherche des mesures DPF (points) de l'essai 1305 (tune 5 sans centrage expérimental).

En conclusion, nous pouvons remarquer que si la machine est parfaitement alignée, c'est-à-dire que les solénoïdes sont parfaitement centrés par rapport à l'axe mécanique de la machine, il n'existe pas de solution satisfaisante issue de l'algorithme d'optimisation du centroïde permettant de reproduire parfaitement les mesures. Cette première approche ne demeure pas suffisamment prédictive afin de réaliser le centrage du faisceau par simulation.

Comme cela a été évoqué précédemment, les solénoïdes de focalisation présentent des défauts d'alignement par rapport à l'axe mécanique de l'accélérateur. La suite logique consiste donc à étudier l'influence des défauts d'alignement en les ajoutant aux paramètres à ajuster dans l'algorithme en plus de la divergence. La même démarche est alors appliquée avec la divergence du centroïde ainsi que les défauts d'alignement des solénoïdes, d'abord sans la présence de champ magnétique terrestre, puis avec.

La Figure 3-29 présente la modélisation du centroïde obtenue par l'algorithme d'optimisation avec la divergence du centroïde et les défauts d'alignement des solénoïdes comme variables d'ajustement. La divergence initiale du centroïde obtenue est de $x' = 2,07 \text{ mrad}$ et $y' = 2,34 \text{ mrad}$, toutes deux positives contrairement à celles obtenues précédemment avec les éléments de l'accélérateur parfaitement centrés et la divergence en x et y comme uniques variables. Les mesures expérimentales sont toutes atteintes. Ce résultat est encourageant sur la reproduction des mesures expérimentales par l'algorithme d'optimisation

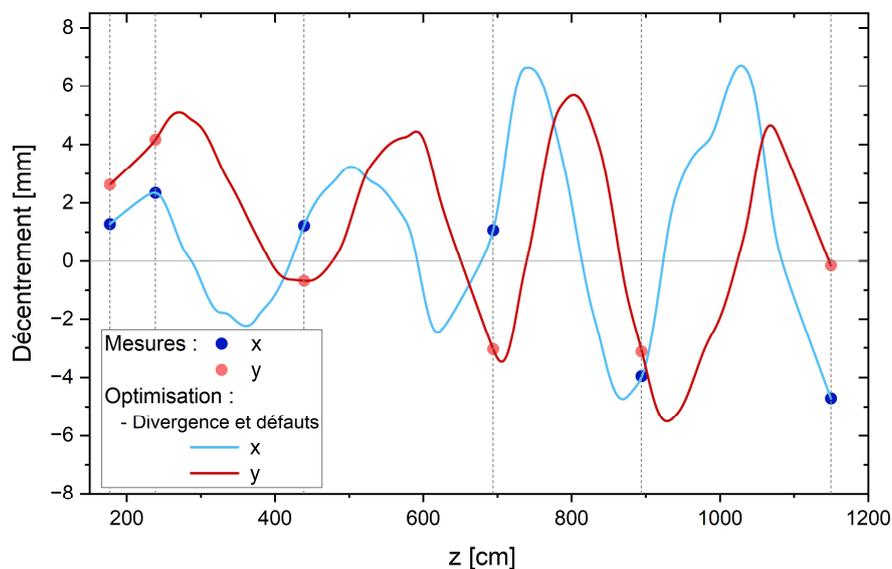


Figure 3-29 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) lorsque les variables d'ajustement sont la divergence du centroïde et les défauts d'alignement des solénoïdes lors de la recherche des mesures des DPF (points) de l'essai 1305 (tune 5 sans centrage expérimental).

Bien que toutes les mesures expérimentales soient atteintes par l'algorithme d'optimisation avec les deux variables d'ajustement, le champ magnétique terrestre présent dans l'accélérateur doit également être considéré. La Figure 3-30 présente le résultat de l'optimisation du centroïde par l'utilisation des deux variables d'ajustement lors de la recherche des mesures expérimentales avec la prise en compte du champ magnétique terrestre. Les mesures expérimentales sont atteintes par la

modélisation du centroïde obtenue par l'algorithme d'optimisation avec une divergence initiale du centroïde telle que $x' = 2,06 \text{ mrad}$ et $y' = 2,16 \text{ mrad}$. Avec les paramètres considérés, la solution trouvée est tout à fait acceptable. De plus, les défauts des solénoïdes étant recherchés dans la marge d'alignement, la modélisation du centroïde présentée dans la Figure 3-30 peut être la trajectoire réelle du faisceau dans l'accélérateur.

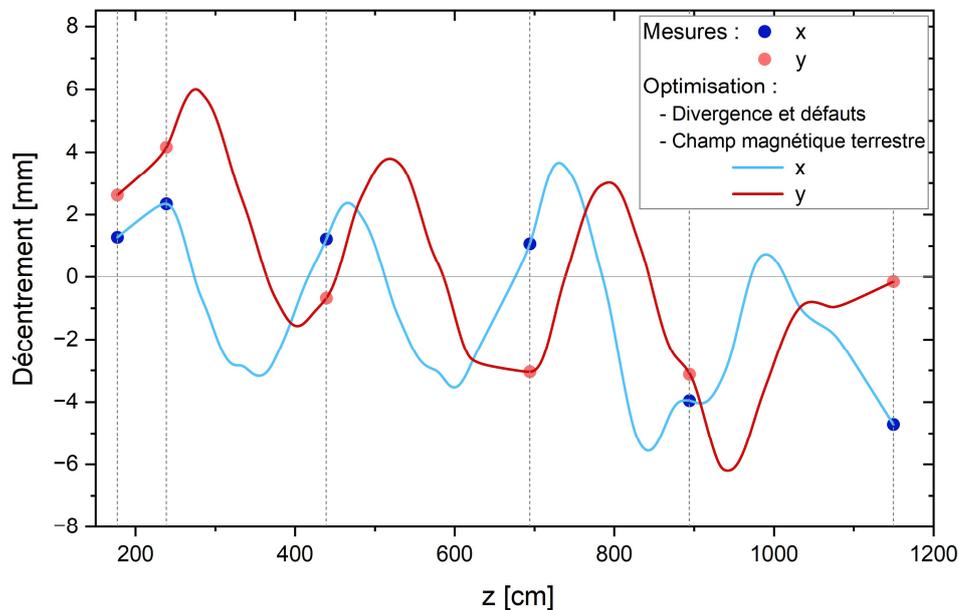


Figure 3-30 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) avec le champ magnétique terrestre lorsque les variables d'ajustement sont la divergence du centroïde et les défauts d'alignement des solénoïdes lors de la recherche des DPF (points) de l'essai 1305 (tune 5 sans centrage expérimental).

Pour le transport de référence MCH3 sans centrage expérimental (essai 1305), l'algorithme d'optimisation du centroïde donne une excellente solution lorsque les variables à ajuster sont la divergence du centroïde et les défauts d'alignement des solénoïdes tout en considérant l'influence du champ magnétique terrestre.

Cette solution peut cependant n'être que mathématique. Afin de vérifier la possibilité que cette solution soit également physique, deux études sont réalisées dans les deux prochaines parties. La première consiste à injecter les défauts des solénoïdes trouvés pour l'essai 1305 (tune 5) dans un transport différent du faisceau d'électrons, la tune 2, également sans centrage expérimental (essai 1309). Deuxièmement, les défauts trouvés pour l'essai 1305 seront injectés dans le transport de la tune 5 avec centrage expérimental (essai 1307) pour vérifier si les valeurs aux DPF sont retrouvées à l'aide de l'algorithme d'optimisation avec la divergence du centroïde pour seule variable d'ajustement.

2.2.3.2.2. Injection des défauts des solénoïdes trouvés pour la tune 5 dans un autre transport du faisceau réalisé sur MCH3 (tune 2)

Les résultats des défauts d'alignement trouvés dans le cadre de la précédente optimisation sur l'essai 1305 ont été injectés dans un autre transport du faisceau d'électrons réalisé lors des expérimentations sur MCH3, l'essai 1309 correspondant à la tune 2 sans centrage expérimental. Le but est de savoir si avec les défauts trouvés pour un transport, il est possible d'optimiser la divergence telle que les mesures expérimentales soient reproduites pour un transport différent réalisé le même jour, donc sans changement des défauts qui physiquement ne doivent pas évoluer d'un essai à l'autre. La Figure 3-31 présente le résultat de cette optimisation. Bien que toutes les mesures expérimentales des DPF ne soient pas atteintes, la modélisation du centroïde s'en rapproche avec $x' = 3,80 \text{ mrad}$ et $y' = 0,84 \text{ mrad}$ la divergence initiale du centroïde obtenue par l'algorithme d'optimisation. Les défauts d'alignement trouvés semblent alors être dans la gamme des défauts réels des solénoïdes dans l'accélérateur MCH3.

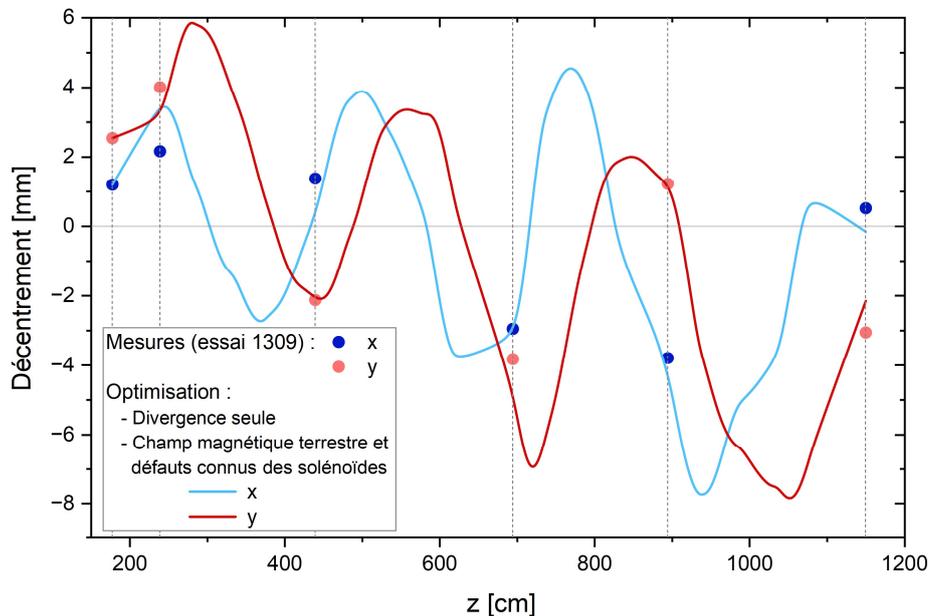


Figure 3-31 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) avec des défauts d'alignement connus (solutions de l'optimisation de l'essai 1305) et la présence du champ magnétique terrestre lorsque la divergence x' et y' du centroïde est l'unique variable d'ajustement lors de la recherche des mesures DPF (points) de l'essai 1309 (tune 2 sans centrage expérimental).

Ensuite, si les défauts ne sont ni connus à l'avance ni aucune variable à ajuster dans l'algorithme d'optimisation lors de la recherche des mesures DPF de l'essai 1309 (tune 2 sans centrage expérimental), la question est de savoir si la solution de l'algorithme d'optimisation sans présence de défauts pour l'essai 1309 est meilleure que celle avec des défauts trouvés pour un essai différent.

La Figure 3-32 présente le résultat de l'optimisation du centroïde par l'utilisation de la divergence du centroïde pour seule variable d'ajustement lors de la recherche des mesures expérimentales de l'essai 1309 avec la prise en compte du champ magnétique terrestre.

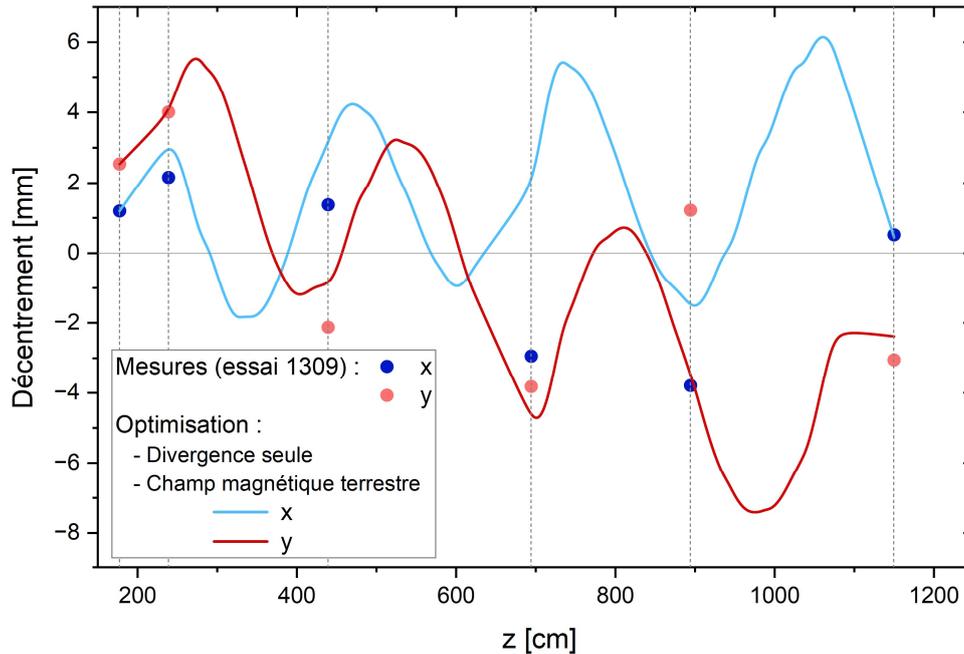


Figure 3-32 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) avec la présence du champ magnétique terrestre lorsque la divergence x' et y' du centroïde est l'unique variable d'ajustement lors de la recherche des mesures DPF (points) de l'essai 1309 (tune 2 sans centrage expérimental).

La solution présentée sur la Figure 3-32 est moins satisfaisante que la solution présentée sur la Figure 3-31 qui prend en considération les défauts des solénoïdes trouvés pour un transport différent du faisceau d'électrons. Cela suggère que l'utilisation des défauts trouvés pour l'essai 1305 (tune 5 sans centrage expérimental) améliore la prédiction pour l'essai 1309, correspondant à une tune différente (la tune 2). Bien que les défauts des solénoïdes trouvés pour un transport du faisceau d'électrons ne permettent pas de retrouver parfaitement les mesures DPF pour un transport différent, la question se pose de savoir si cette solution qui est meilleure est suffisante afin de réaliser un centrage par simulation. Ce travail fait l'objet de la partie suivante.

2.2.3.2.3. Injection des défauts des solénoïdes trouvés pour la tune 5 sans centrage expérimental (essai 1305) dans le même transport centré expérimentalement (essai 1303)

Dans cette partie, l'algorithme d'optimisation est appliqué au même transport de référence MCH3 (tune 5) mais centré par la méthode expérimentale (essai 1303). Le champ magnétique généré par les déviateurs magnétiques lors du centrage est donc ici considéré. Le but est de déterminer s'il est possible de réaliser le centrage du faisceau par simulation à partir de l'optimisation d'un essai sans aucun centrage. La Figure 3-33 présente les mesures du barycentre des charges au niveau des DPF des deux premiers modules de la ligne accélératrice réalisées avec le transport de référence MCH3 centré expérimentalement (essai 1303).

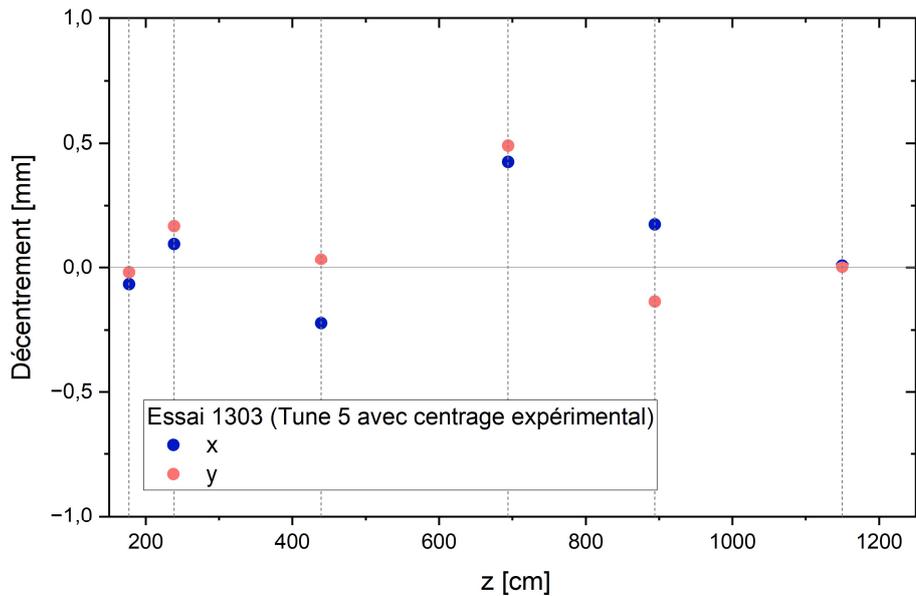


Figure 3-33 Positions du barycentre des charges du faisceau en x (bleu) et y (rose) mesurées du DPF X au DPF 3A pour le transport de référence centré expérimentalement (essai 1303).

Les défauts des solénoïdes trouvés lors de l'optimisation de la tune 5 sans centrage expérimental (essai 1305) sont injectés dans le cas de simulation correspondant à la tune 5 centré expérimentalement (essai 1303). Les consignes des déviateurs magnétiques sont alors activées dans l'algorithme. L'objectif est de déterminer si avec les défauts considérés pour la tune 5 sans centrage expérimental, il est possible de retrouver les mesures des DPF pour le même transport centré expérimentalement. La seule variable d'ajustement de l'algorithme d'optimisation est alors la divergence initiale du centroïde.

La Figure 3-34 montre que les mesures expérimentales au niveau des DPF pour l'essai 1303 (avec centrage expérimental) avec les défauts trouvés pour l'essai 1305 (sans centrage expérimental) ne sont pas toujours atteintes avec la divergence initiale du centroïde pour seule variable d'ajustement.

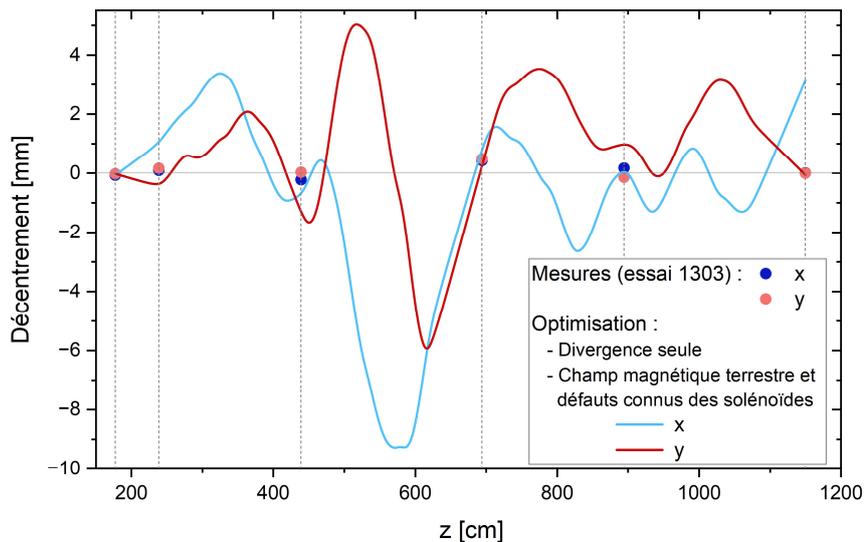


Figure 3-34 Résultat de l'optimisation du centroïde (traits pleins) avec des défauts d'alignement connus (solutions de l'optimisation de l'essai 1305) et la présence du champ magnétique terrestre lorsque la divergence x' et y' du centroïde est l'unique variable d'ajustement lors de la recherche des mesures DPF (points) de l'essai 1303 (tune 5 avec centrage expérimental).

L'amplitude du centroïde est importante mais reste néanmoins inférieure à 1 cm. Elle atteint une amplitude de quasiment 9 mm entre le troisième et le quatrième DPF, respectivement le DPF 1B et 2A. Les deux premières paires de déviateurs entre ces deux DPF sont activées et le courant total appliqué pour centrer le faisceau sur le DPF 2A est élevé autour de 6 A. Ce courant élevé qui impose un champ magnétique de déviation important peut alors expliquer la présence d'oscillations importantes entre ces deux DPF.

L'étude réalisée dans cette partie met en évidence que les défauts trouvés pour un transport donné du faisceau sans centrage expérimental permettent de donner une tendance sur l'allure du centroïde du faisceau centré (pour le même transport) mais ne permettent pas de reproduire les mesures exactes des DPF considérés.

Une dernière étude est alors réalisée afin de savoir s'il est possible d'utiliser cette méthode afin de réaliser le centrage du faisceau par simulation. Pour cela, la tune 5 dont les défauts des solénoïdes et la divergence initiale du centroïde ont été trouvés par l'algorithme d'optimisation avec la prise en compte du champ magnétique (Figure 3-30) est d'abord centrée par simulation. La Figure 3-35 présente alors le résultat du centrage par simulation de la tune 5 réalisé à partir du DPF 1B. L'allure du centroïde est semblable à celle illustrée précédemment sur la Figure 3-34.

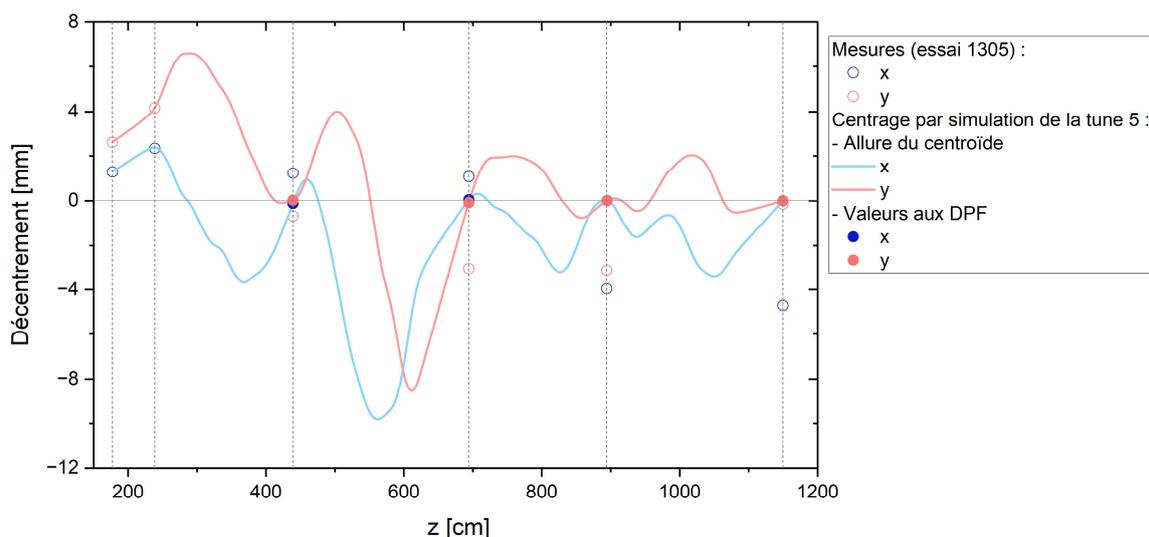


Figure 3-35 Centrage par simulation de la tune 5 (traits pleins) avec des défauts d'alignement et la divergence initiale du centroïde connus (solutions de l'optimisation de l'essai 1305). Les mesures expérimentales sans centrage de la tune 5 (essai 1305) sont représentées par des points sans remplissage et les valeurs aux DPF lors du centrage par des points remplis.

Comme l'on souhaite savoir s'il est possible de procéder au centrage du faisceau par simulation, il convient de comparer le centrage par simulation illustré sur la Figure 3-35 avec le centrage réalisé par la méthode de centrage expérimental. Les consignes de courant des déviateurs magnétiques issues de l'essai 1303 sont appliquées à la tune 5 dont les défauts des solénoïdes et la divergence initiale du centroïde ont été trouvés par l'algorithme d'optimisation.

La Figure 3-36 montre que les mesures expérimentales aux DPF ne sont que rarement atteintes lorsque les consignes expérimentales des déviateurs sont appliquées par simulation. De fait, les consignes

trouvées lors du centrage par simulation ne sont pas les mêmes que celles expérimentales. Néanmoins, l'allure de la trajectoire du centroïde est globalement similaire.

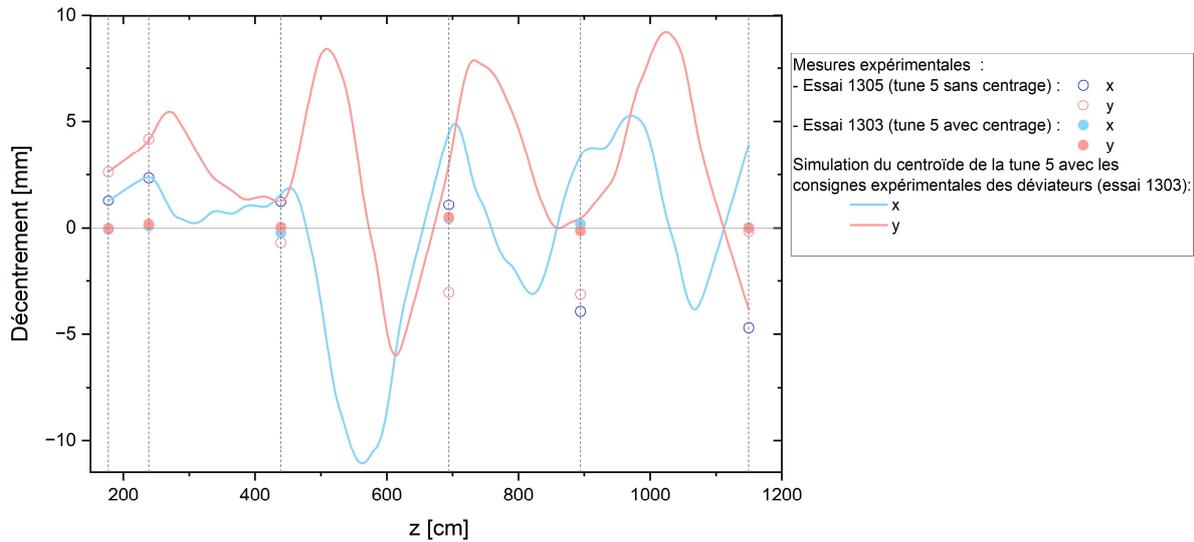


Figure 3-36 Simulation du centroïde (traits pleins) à partir du DPF X avec l'application des consignes expérimentales des déviateurs magnétiques de l'essai 1303 à la tune 5 dont les défauts d'alignement et la divergence initiale du centroïde sont connus (solutions de l'optimisation de l'essai 1305). Les points sans remplissage représentent les mesures expérimentales sans centrage de la tune 5 (essai 1305) et les points pleins les mesures de la tune 5 centré (essai 1303).

L'une des raisons pour laquelle les valeurs aux DPF ne sont que très peu atteintes sur la Figure 3-36 peut être que le centrage n'est pas réalisé sur les deux premiers DPF de la ligne accélératrice. La Figure 3-37 illustre la simulation du centroïde à partir de la position initiale $z = 2,3 \text{ m}$ correspondant au DPF 1A.

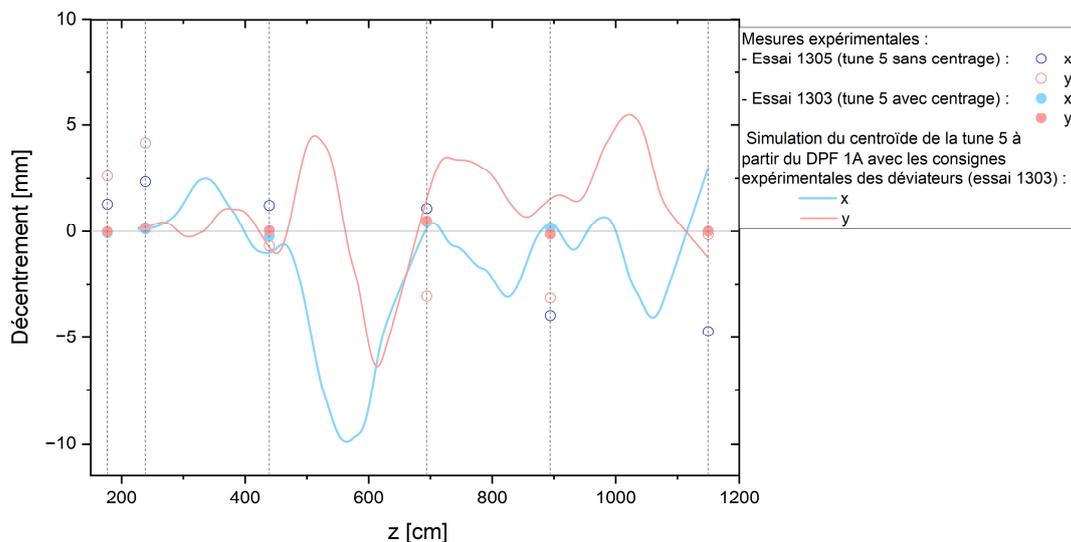


Figure 3-37 Simulation du centroïde (traits pleins) à partir du DPF 1A avec l'application des consignes expérimentales des déviateurs magnétiques de l'essai 1303 à la tune 5 dont les défauts d'alignement et la divergence initiale du centroïde sont connus (solutions de l'optimisation de l'essai 1305). Les points sans remplissage représentent les mesures expérimentales sans centrage de la tune 5 (essai 1305) et les points pleins aux mesures de la tune 5 centrée (essai 1303).

Dans ce cas, les valeurs initiales du centroïde à $z = 2,3 \text{ m}$ sont fixées à 0 mm , situation qui se rapproche de la physique dans l'accélérateur pour l'essai 1303 puisque au niveau du DPF X le faisceau est centré et ne subit que peu de variation du fait de la courte distance séparant le DPF X du DPF 1A. La Figure 3-37 présente la simulation du centroïde de la tune 5 à partir du DPF 1A où le centroïde du faisceau est initialement centré. Les résultats sont bien meilleurs sur la Figure 3-37 que sur la Figure 3-36 avec un centroïde du faisceau à moins de 2 mm en moyenne des valeurs expérimentales au niveau des DPF. Cela montre que le centroïde peut être pré centré par cette méthode si la connaissance des valeurs initiales du centroïde est satisfaisante.

Pour conclure, l'application de la méthode d'optimisation du centroïde à l'accélérateur MCH3 sur les 16 premières cellules de la ligne accélératrice a permis de mettre en évidence différents phénomènes tels que l'importance de la prise en compte du champ magnétique terrestre et des défauts d'alignement des solénoïdes dans la prédiction du centroïde. Le Tableau 3-3 présente un récapitulatif des études réalisées par l'application de la méthode d'optimisation du centroïde.

Transport étudié		Variables d'ajustement de l'algorithme		Champ magnétique considéré		Résultats
		Divergence x' et y' du centroïde	Défauts des solénoïdes	Terrestre	Steerers	
1	Tune 5 sans centrage expérimental (essai 1305)	Oui	Non	Non	Non	- Solution trouvée non physique - Mesures non atteintes
2	Tune 5 sans centrage expérimental	Oui	Non	Oui	Non	- Solution trouvée non physique - Mesures non atteintes - Allures du centroïde satisfaisante
3	Tune 5 sans centrage expérimental	Oui	Oui	Non	Non	- Solution trouvée physique - Mesures atteintes
4	Tune 5 sans centrage expérimental	Oui	Oui	Oui	Non	- Solution trouvée physique - Mesures atteintes
5	Tune 2 sans centrage (essai 1309) avec défauts des solénoïdes du cas 4	Oui	Non*	Oui	Non	- Solution physique - Modélisation du centroïde assez proche au niveau des DPF des mesures
6	Tune 2 sans centrage	Oui	Non	Oui	Non	- Modélisation moins satisfaisante qu'avec les défauts issus de la tune 5 (cas 5)
7	Tune 5 avec centrage (essai 1303) avec les défauts issus du cas 4	Oui	Non*	Oui	Oui	- Mesures non atteintes - Allure du centroïde satisfaisante avec une amplitude inférieure à 1 cm

8	Centrage par simulation du cas 4 au niveau des DPF	Non*	Non*	Oui	Oui	- Amplitude du centroïde entre les DPF inférieure à 1 cm
9	Modélisation du centroïde du cas 4 avec consignes expérimentales de centrage (essai 1303)	Non*	Non*	Oui	Oui	- Mesures non atteintes - Allure du centroïde similaire au cas 8 avec une amplitude plus importante
10	Cas 9 avec $z_0 = 2,3 m$ pour centrer sur tous les DPF de la zone considérée	Non*	Non*	Oui	Oui	- Au niveau des DPF, le centroïde est à moins de 2 mm des mesures expérimentales - Allure quasiment identique au cas 8

*Tableau 3-3 Tableau récapitulatif des études réalisées avec l'algorithme d'optimisation du centroïde développé (*dans ce cas, cette variable est considérée mais elle est issue de précédente optimisation du centroïde).*

Cette méthode est efficace afin de prédire les mesures des DPF pour un transport du faisceau donné avec un jeu de paramètres considérés (champ magnétique terrestre et des déviateurs magnétiques, mesures DPF à atteindre ...). En l'état, les solutions issues de l'algorithme d'optimisation d'un transport donné ne permettent pas de reproduire parfaitement les résultats dans un second transport. Ceci est dû à la dépendance des solutions au jeu de paramètres considérés. L'une des études réalisées dans cette partie a mis en évidence qu'un pré-centrage du faisceau par simulation serait possible si la connaissance des valeurs initiales du centroïde est satisfaisante. Cela permettrait un gain de temps considérable lors de la phase de centrage du faisceau en diminuant le nombre d'essais nécessaires expérimentalement.

Lors du transport du faisceau dans la ligne accélératrice, des instabilités parfois liées au décentrement du faisceau peuvent apparaître. Une étude préliminaire de ces dernières est présentée dans la partie suivante en commençant par l'instabilité la plus souvent pénalisante dans un LIA : le Beam Break-Up.

2.3. Etude du Beam Break-Up lors du transport du faisceau d'électrons

Cette troisième partie est consacrée à l'étude de l'instabilité Beam Break-Up (BBU) introduite dans la partie 2.2.2.5.1 du Chapitre 2. L'analyse de l'influence du BBU sur le transport du faisceau permet de proposer des stratégies de transport adaptées notamment afin de limiter cette instabilité. Dans un premier temps, l'optimisation du transport du faisceau d'électrons par simulation avec le code EVOLI à l'aide de la modélisation simplifiée du BBU sera discutée puis une analyse expérimentale des résultats obtenus sur MCH3 sera proposée.

2.3.1. Perte de courant dans MCH3 avec la tune 2

Lors des premières expérimentations menées sur MCH3 en 2022, aucun modèle de BBU n'était intégré au code de transport EVOLI. Les transports proposés se basaient alors uniquement sur le modèle

enveloppe ou LSP PIC Slice. Le transport initialement déterminé en 2022 afin d’emmener le faisceau jusqu’à la cible de conversion correspond à la tune 2. Cette dernière est présentée sur la Figure 3-38. Le champ magnétique sur l’axe, en bleu sur la Figure 3-38 est relativement constant dans la ligne accélératrice entraînant un faisceau focalisé au cours de son transport dont son rayon d’enveloppe reste supérieur à 1 cm, en orange sur la Figure 3-38. Comparativement à la tune 5, le champ magnétique de la tune 2 peut être considérée comme faible.

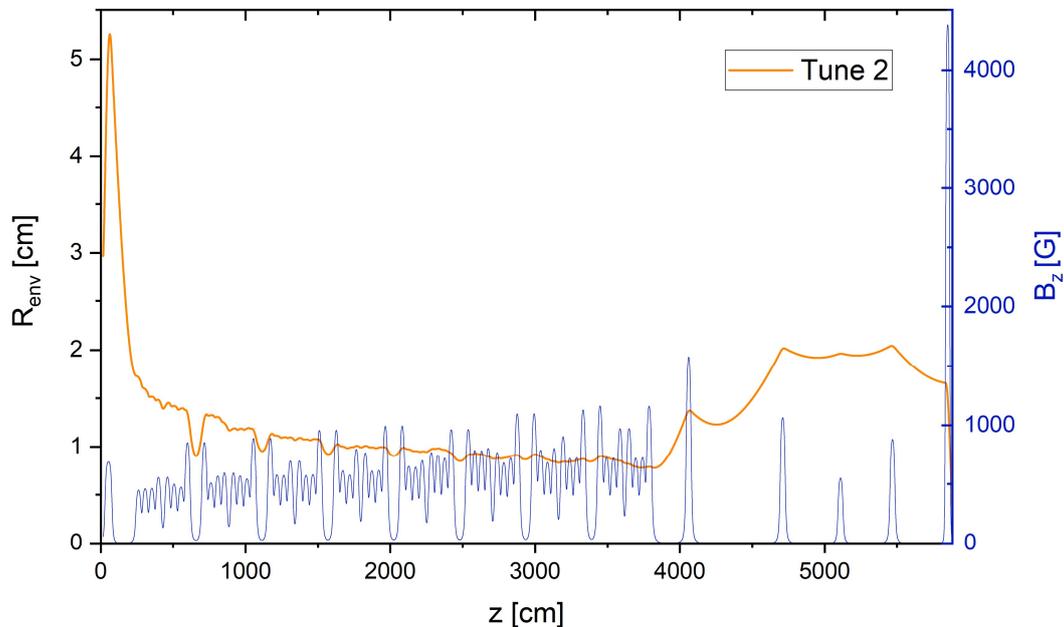


Figure 3-38 Evolution du rayon d’enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d’électrons de l’anode à la cible de conversion. En bleu, le profil du champ magnétique sur l’axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport (tune 2).

Les simulations indiquent que ce transport d’électrons (Figure 3-38) permet d’obtenir les propriétés voulues au niveau de la cible de conversion. Cependant, lorsque ce transport a été réalisé lors des premières expérimentations MCH3, il n’a pas permis de transporter le faisceau d’électrons dans de bonnes conditions jusqu’à la cible de conversion. La Figure 3-39 montre l’évolution du courant mesuré par les DPF au cours du transport du faisceau de l’anode à la cible de conversion. L’évolution du courant mesurée par les DPF présents dans l’injecteur (BPM1, BPM2, DPF X), dans le cinquième module correspondant au milieu de la ligne accélérateur (DPF 5A et DPF 5B) et en fin d’EGF (DPF FOC) est respectivement représentée sur les Figure 3-39 (a), (b) et (c).

Dans l’injecteur (Figure 3-39 (a)), la valeur moyenne du courant sur le plateau de l’impulsion est d’environ 2,1 kA de même que dans le module 5 (Figure 3-39 (b)). La Figure 3-39 (c) montre le courant mesuré par le DPF situé en fin d’EGF en amont de la cible de conversion. La forme de l’impulsion n’est plus respectée avec un plateau du courant qui n’existe plus. D’importantes variations sont observées avec un courant maximum inférieur à 1,5 kA correspondant à un tiers du courant perdu. La charge n’étant pas transportée intégralement, la dose finale sera réduite proportionnellement. Une dégradation de la tache focale est également à prendre en considération si le transport du faisceau ne se fait pas dans de bonnes conditions.

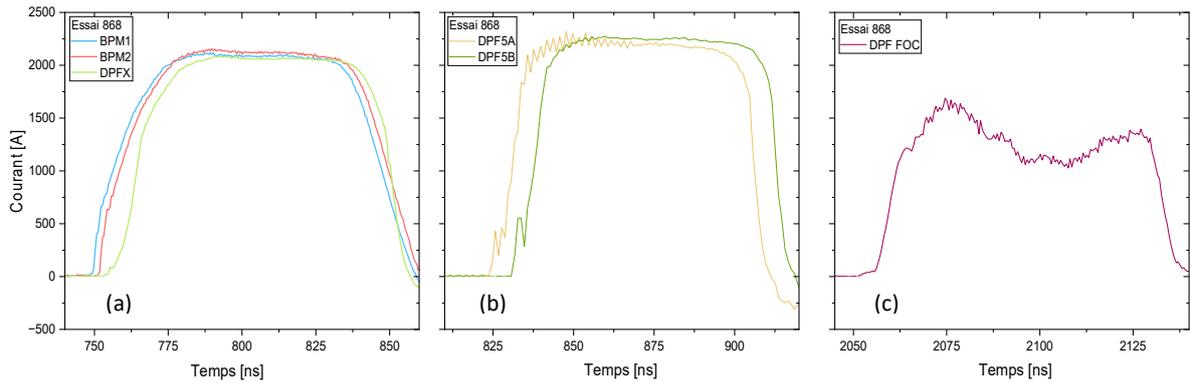


Figure 3-39 Evolution du courant mesuré par les DPF dans (a) l'injecteur, (b) le module 5 de la ligne accélératrice et (c) l'EGF en amont de la cible de conversion pour l'essai 868 correspondant à la tune 2.

Il est également observé que la charge transportée par le faisceau diminue progressivement au cours de son transport avec une charge d'environ $180 \mu\text{C}$ et $161 \mu\text{C}$ respectivement dans l'injecteur (Figure 3-39 (a)) et le milieu de la ligne accélératrice (Figure 3-39 (b)) malgré un courant moyen sur le plateau très proche. La Figure 3-39 met en évidence que 5 % de la charge est perdue sur le plateau, le reste de la perte étant lié à la perte des électrons des fronts de montée et de descente de l'impulsion pour lesquels le transport du faisceau n'est pas adapté à leur énergie. Au niveau du DPF FOC situé en amont de la cible de conversion, une charge d'environ $95 \mu\text{C}$ est mesurée soit une perte de quasiment 50 % du faisceau produit par la diode. Cette perte concerne principalement les électrons du plateau de l'impulsion pour lesquels le transport est supposé adapté selon les simulations.

Il est possible que cette importante perte de la charge transportée par le faisceau soit due à l'apparition du BBU car des oscillations importantes apparaissent sur les signaux mesurés par les DPF tels que sur le DPF 8A de la Figure 3-39 (b). La Figure 3-40 présente les signaux en x et y au niveau des DPF 5A et 5B du module 5 (a) et des DPF 8A et 8B du module 8 (b) de la ligne accélératrice pour l'essai 868 correspondant à la tune 2.

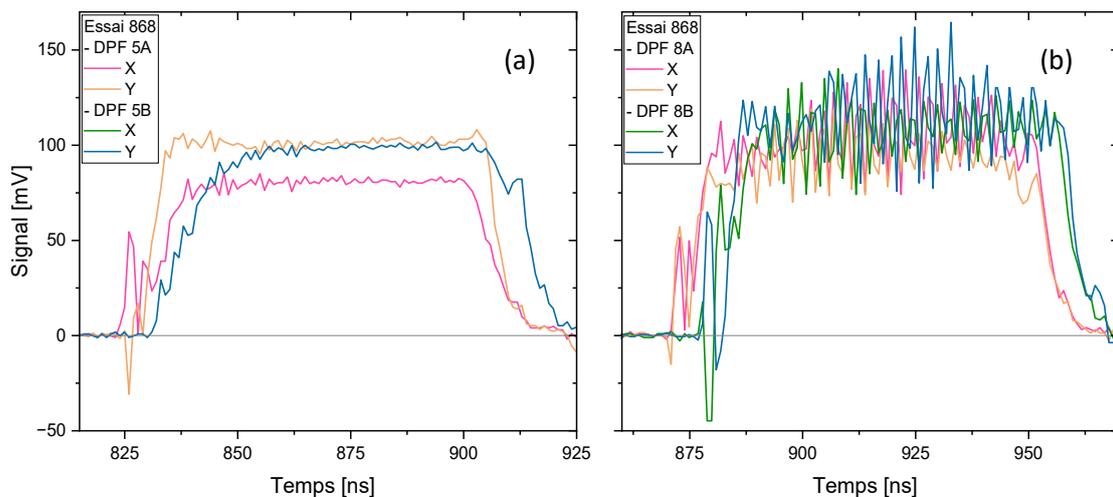


Figure 3-40 Signaux en x et y des DPF des modules 5 (a) et 8 (b) de la ligne accélératrice pour le transport initialement proposé sur MCH3, la tune 2 (essai 868).

Ces oscillations sont visibles dès le milieu de la ligne accélératrice (Figure 3-40(a)) et s'amplifient jusqu'en fin de ligne accélératrice avec des oscillations très importantes sur les signaux des DPF du dernier module de la ligne accélératrice (Figure 3-40 (b)). Les signaux ont été analysés en détails et l'analyse présentée dans la partie suivante permet de conclure que ces instabilités sont liées à l'instabilité BBU.

Le résultat obtenu avec la tune 2 met clairement en évidence les limites de l'utilisation d'un code enveloppe qui ne contient pas de physique des instabilités. Afin de calculer un meilleur transport, une modélisation simplifiée du BBU a été intégrée dans le code EVOLI.

2.3.2. Conception d'un nouveau transport (tune 5)

Le modèle BBU utilisé dans EVOLI est présenté dans la partie 2.2.2.5.2 du chapitre 2. Ce modèle permet de calculer l'accroissement maximal (ou asymptotique) produit par le transport du faisceau initialement proposé (tune 2). Dans cette thèse, c'est le gain BBU qui est calculé c'est-à-dire le rapport entre le BBU à un DPF donné $\xi(z)$ par rapport au DPF initial ξ_0 . L'évolution du gain dans la ligne accélératrice correspond donc à l'accroissement du BBU. Tel que défini dans le chapitre 2, l'accroissement théorique du BBU calculé est donné par l'équation :

$$\frac{\xi(z)}{\xi_0} = \left(\frac{\gamma_0}{\gamma(z)} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{1}{c} IN_g Z_{\perp} \left\langle \frac{1}{B} \right\rangle \right) \quad (3.5)$$

Lors de la détermination de l'accroissement du BBU dans le code de transport EVOLI, les termes du membre de droite sont définis tels que γ_0 et $\gamma(z)$ respectivement l'accélération initiale et à la position z du faisceau, c la vitesse de la lumière dans le vide (m/s), I le courant du faisceau (kA), N_g le nombre de gaps accélérateurs, Z_{\perp} l'impédance transverse de la cavité de la cellule à induction (Ω/m) et $\langle 1/B \rangle$ l'inverse de la moyenne du champ magnétique (kG). Les valeurs de γ_0 , $\gamma(z)$, I et N_g sont fixées à chaque position z du calcul de l'accroissement. La détermination de l'impédance transverse et du champ magnétique est expliquée plus en détails ci-dessous.

L'impédance transverse Z_{\perp} caractérise la réponse de la cavité accélératrice au passage du faisceau oscillant à la fréquence d'un mode de la cavité. Dans les cavités accélératrices d'un LIA, les modes magnétiques transverses TM_{1n0} peuvent être excités [110]. Lors des preuves de concept à la fin des années 1990 d'un accélérateur à induction, les impédances transverses ont été calculées puis mesurées pour la cavité d'une cellule de l'accélérateur PIVAIR, le prototype de MCH1. Les cellules PIVAIR ont ensuite été utilisées sur le premier axe radiographique d'Epure et celles utilisées sur MCH3 sont de la même conception. Des calculs et des mesures d'impédance transverse des cellules MCH3 n'ayant pas été fait lors de la mise en service de MCH3, les calculs d'impédance de PIVAIR sont pris en compte dans le modèle théorique du BBU. La Figure 3-41 présente les impédances transverses calculées par le code PALAS pour les cellules PIVAIR selon la fréquence de résonance de la cavité et extraites du rapport CEA « Impédances transverses des cellules accélératrices PIVAIR » [111]. Le code PALAS est un code développé au CEA/CESTA afin d'étudier numériquement la valeur des impédances de couplage des modes susceptibles d'être excités dans les cellules à induction. Dans le modèle

simplifié du BBU, la valeur d'impédance la plus importante de $465 \Omega/m$ est considérée pour une fréquence de résonance autour de 400 MHz .

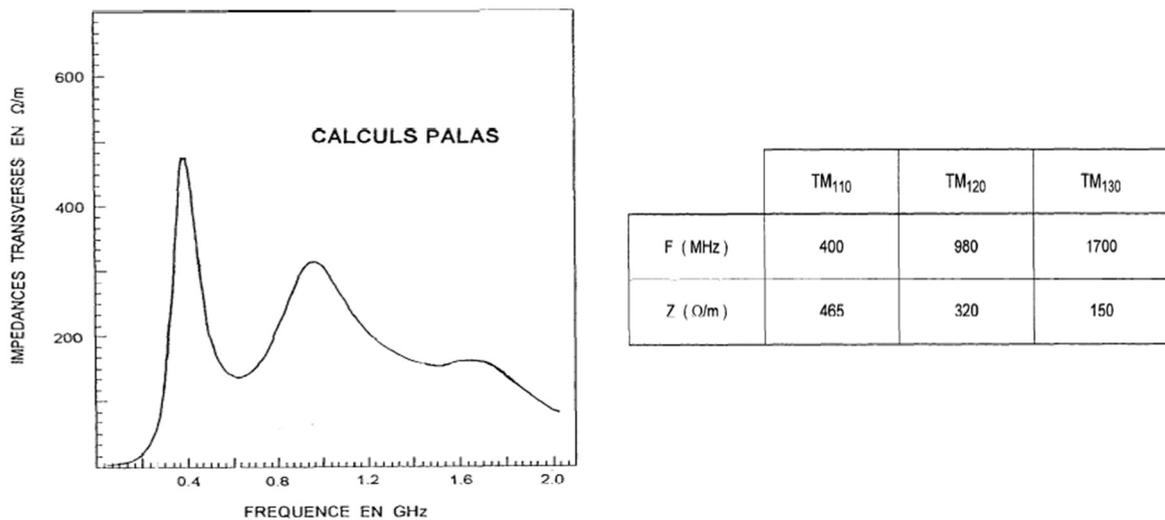


Figure 3-41 Calculs des impédances transverses des cellules PIVAIR réalisées par le code de calcul PALAS [111].

Dans un second temps, l'évolution du champ magnétique sur l'axe généré par les solénoïdes est considérée dans le modèle simplifié du BBU. Le champ magnétique solénoïdal n'est présent qu'au sein des cellules à induction et absent en dehors de ces cellules. Le modèle théorique est construit en supposant un champ magnétique continu. Par conséquent, dans le modèle du BBU, le champ magnétique moyen constant est calculé sur chaque bloc (quatre cellules à induction) où le calcul du BBU est effectué afin de prendre en compte l'absence de champ magnétique solénoïdal hors des blocs.

Avec ces données, le calcul théorique de l'accroissement du BBU est réalisé pour la tune 2. La Figure 3-42 montre l'accroissement du BBU dans la ligne accélératrice pour le transport tune 2 du faisceau. L'accroissement du BBU est important atteignant un gain supérieur à 8 en fin de ligne accélératrice.

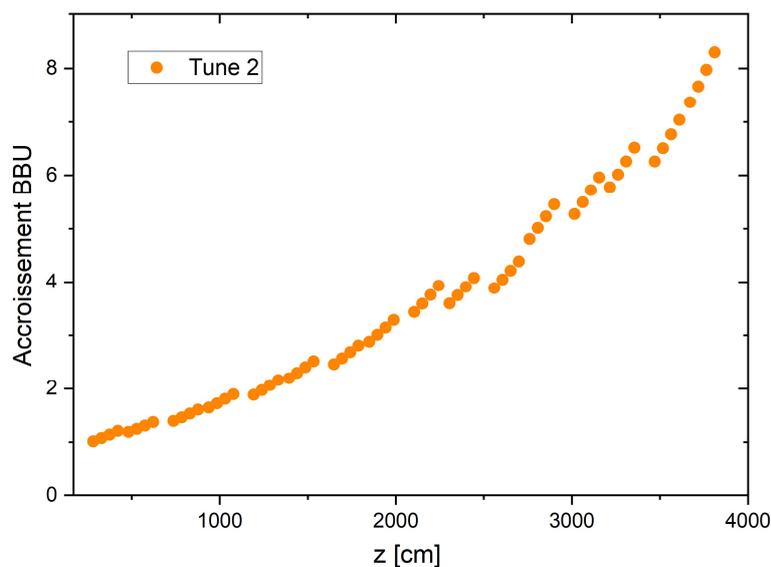


Figure 3-42 Accroissement du BBU calculé par le code de transport EVOLI pour le transport initialement proposé (tune 2) lors des expérimentations sur MCH3.

Afin de minimiser l'accroissement du BBU dans la ligne accélératrice et ainsi diminuer la perte de courant du faisceau dans l'accélérateur, un nouveau transport du faisceau d'électrons a donc été recherché. Ce transport est appelé tune 5 et constitue aujourd'hui le transport de référence de MCH3 présenté précédemment. L'équation (3.5) met en évidence une diminution théorique exponentielle de l'accroissement du BBU lorsque le champ magnétique solénoïdal augmente. Par conséquent, une première stratégie consiste à utiliser un champ magnétique plus important. La Figure 3-43 montre la comparaison du transport initialement proposé (tune 2) avec le transport de référence de MCH3 (tune 5) au sein de l'accélérateur. Le champ magnétique sur l'axe est augmenté d'au moins 50 % à partir du quatrième module (environ 16 mètres) pour la tune 5 et amplifié jusqu'en fin de ligne accélératrice tel que la Figure 3-43(a) le présente. La Figure 3-43(b) illustre alors l'effet d'un champ magnétique fort sur l'enveloppe du faisceau modélisée avec le code EVOLI. Le faisceau d'électrons est d'autant plus focalisé que le champ magnétique augmente au sein de la ligne accélératrice.

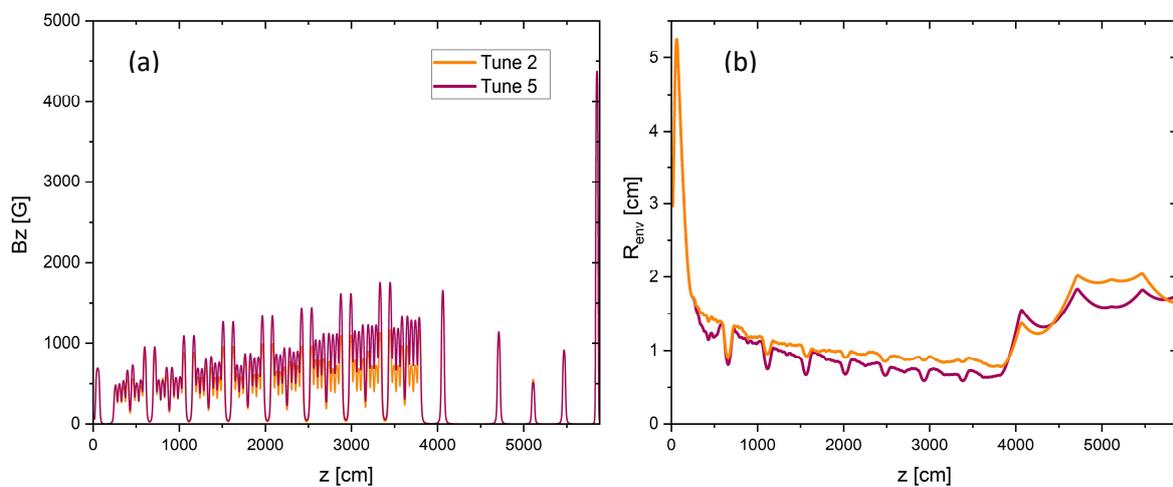


Figure 3-43 Comparaison du transport du faisceau d'électrons initialement proposé, tune 2 (en orange) et celui de référence MCH3, tune 5 (en violet). (a) Evolution du rayon d'enveloppe R_{env} lors de la propagation du faisceau d'électrons de l'anode à la cible de conversion. (b) Profil du champ magnétique externe sur l'axe en Gauss appliqué au faisceau au cours de son transport obtenu avec le code EVOLI.

Remarquons ici que les deux transports proposés, tune 2 et tune 5, sont très proches si l'évolution de l'enveloppe du faisceau constitue la seule caractéristique observée, ce qui rend difficile de faire un choix pertinent d'un point de vue du BBU.

A l'aide du module BBU intégré au code EVOLI, le gain BBU a été estimé pour la tune 5. La Figure 3-44 présente une comparaison du gain BBU entre les tunes 2 et 5 dans la ligne accélératrice.

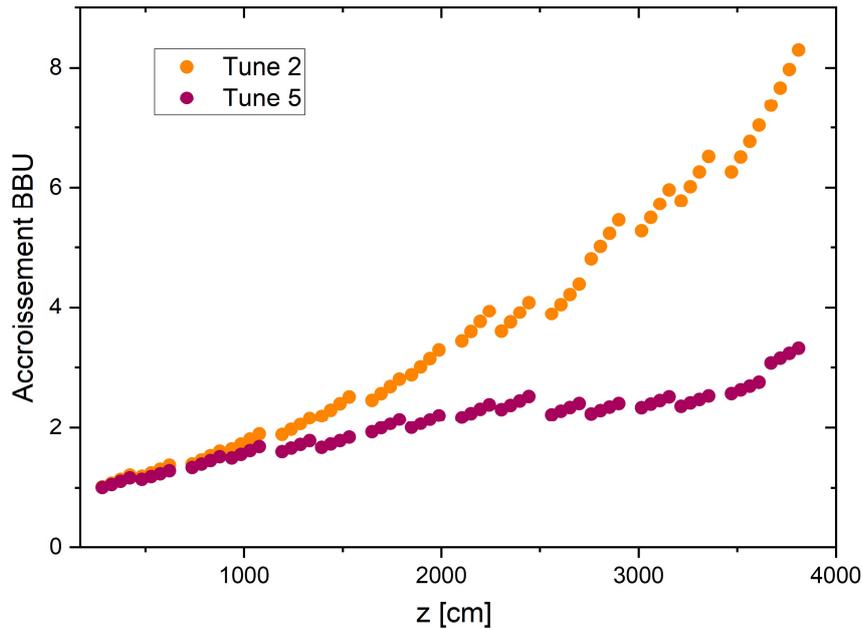


Figure 3-44 Accroissement du BBU calculé par le code EVOLI pour le transport initialement proposé, tune 2 (en orange) et le transport de référence de MCH3, tune 5 (en violet).

Ces résultats mettent en évidence que le transport du faisceau d'électrons avec un champ magnétique fort devrait produire une diminution significative (d'un facteur 2,5 en sortie de ligne accélératrice) de l'accroissement du BBU entre les tunes 2 et 5. La tune 5 a donc été testée sur MCH3 afin de vérifier si le BBU était bien réduit par rapport à la tune 2. L'analyse expérimentale des résultats obtenus fait l'objet de la partie suivante.

2.3.3. Etude expérimentale du BBU

Ce paragraphe est consacré à l'étude expérimentale de l'instabilité BBU lors des expérimentations réalisées dans le cadre de la mise en service de MCH3 avec le transport initialement proposé (tune 2) et le transport de référence MCH3 (tune 5) présentés précédemment. Dans un premier temps, la méthode de traitement des signaux pour l'étude du BBU est abordée puis l'analyse du BBU est réalisée pour les tunes 2 et 5 sans et avec leur centrage expérimental.

2.3.3.1. Méthode d'analyse

La méthode de traitement des signaux dans le cadre de l'analyse du BBU est explicitée sur un exemple de DPF où des oscillations liées au BBU sont présentes. La Figure 3-45 (b) montre l'apparition d'oscillations sur le signal en x et en y du DPF 6B par rapport au DPF 4A (Figure 3-45 (a)) lorsque le transport initialement proposé (tune 2) a été réalisé dans l'accélérateur MCH3.

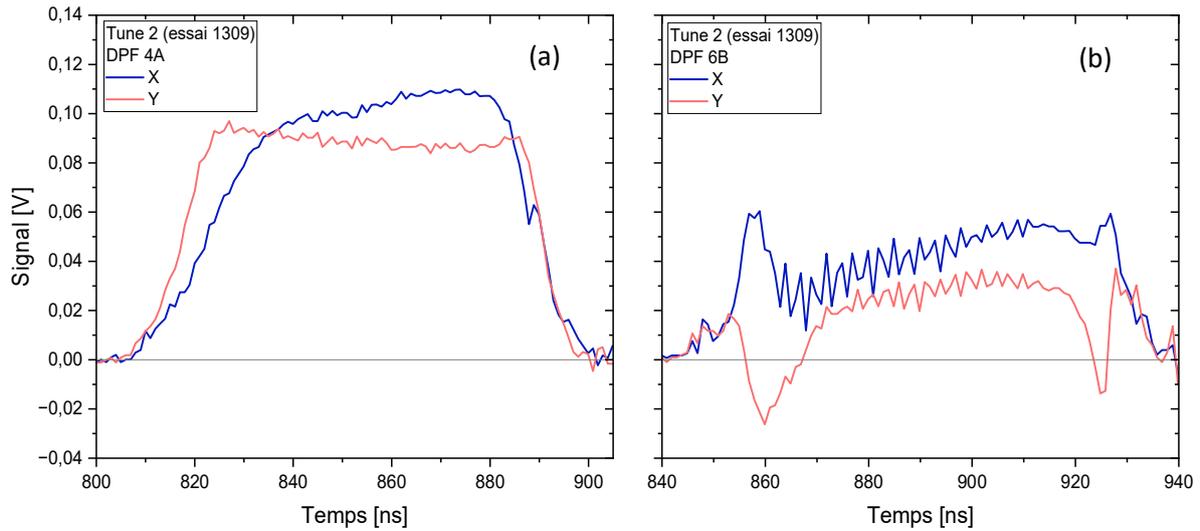


Figure 3-45 Signaux en x (courbe bleue) et y (courbe rose) mesurés par le DPF 4A (a) et DPF 6B (b) pour le transport (tune 2).

Les oscillations observées sur les signaux peuvent être la signature de l'instabilité BBU. Afin de montrer la présence de BBU, les fréquences d'oscillations du BBU identifiées sur la Figure 3-41 page 114 doivent être retrouvées. Une transformée de Fourier est appliquée aux signaux du DPF 6B représentés sur la Figure 3-45 (b). Le spectre en fréquence au niveau du DPF 6B est alors illustré sur la Figure 3-46. Un pic apparaît autour de la fréquence de 400 MHz correspondant à l'une des fréquences de résonance calculées pour les cavités accélératrices des cellules à induction. Etant donné l'échantillonnage des capteurs utilisés sur MCH3, le spectre en fréquence s'arrête à 500 MHz et la présence d'un pic autour de 980 MHz ne peut pas être étudiée pour le moment. Seul le mode de résonance des cavités TM_{110} présent à une fréquence d'environ 400 MHz est visible sur le spectre en fréquence.

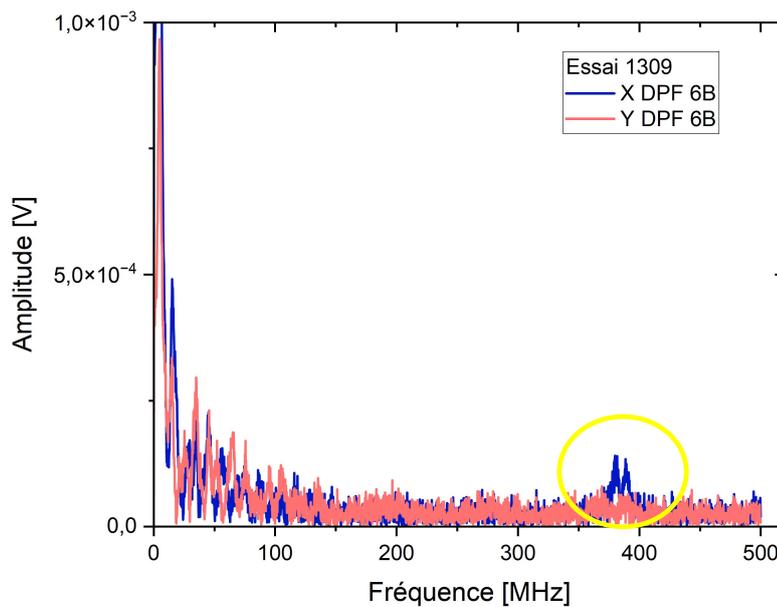


Figure 3-46 Spectre en fréquence mesuré au niveau du DPF 6B pour le transport tune 2 (essai 1309).

La Figure 3-47 présente l'amplitude au niveau du DPF 6B sur la bande de fréquence comprise entre 340 et 430 MHz. Cette dernière est choisie afin d'étudier l'accroissement du BBU.

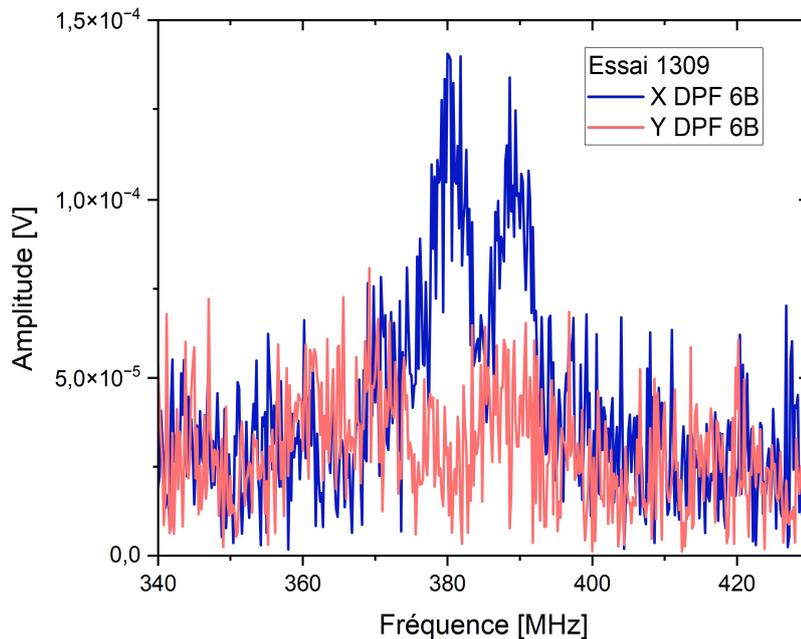


Figure 3-47 Bande de fréquence retenue pour l'analyse du BBU au niveau du DPF 6B.

Expérimentalement, le maximum de la fréquence de résonance du BBU se situe autour de 380 MHz. Afin de vérifier les valeurs des fréquences de résonance du BBU, des simulations des champs électromagnétiques présents au sein de la cavité accélératrice pourront à l'avenir être réalisées avec le code CST, ces simulations seront néanmoins complexes par la difficulté de modéliser la ferrite. Le spectre en fréquence présenté sur la Figure 3-47 est alors intégré sur la bande de fréquence permettant de déterminer l'accroissement du BBU. Une fois que ces étapes ont été réalisées pour chaque DPF de la ligne accélératrice, l'évolution de l'accroissement du BBU peut être évaluée au cours du transport du faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice.

A l'aide de la méthode de traitement des signaux, l'accroissement du BBU pour différents transports du faisceau d'électrons est étudié dans la ligne accélératrice du DPF X au DPF 17.

2.3.3.2. Comparaison des tunes 2 et 5

Cette partie présente une comparaison entre les prédictions sur l'accroissement du BBU et les mesures réalisées sur MCH3.

Les Figure 3-48(a) et (b) présentent l'accroissement du BBU théorique (en jaune) et expérimental (signaux en x en bleu et en y en rose) respectivement pour la tune 2 et pour la tune 5. L'accroissement du BBU est mesuré lors des expérimentations au niveau des DPF toutes les quatre cellules à induction tandis que l'accroissement du BBU est calculé pour chaque cellule du bloc.

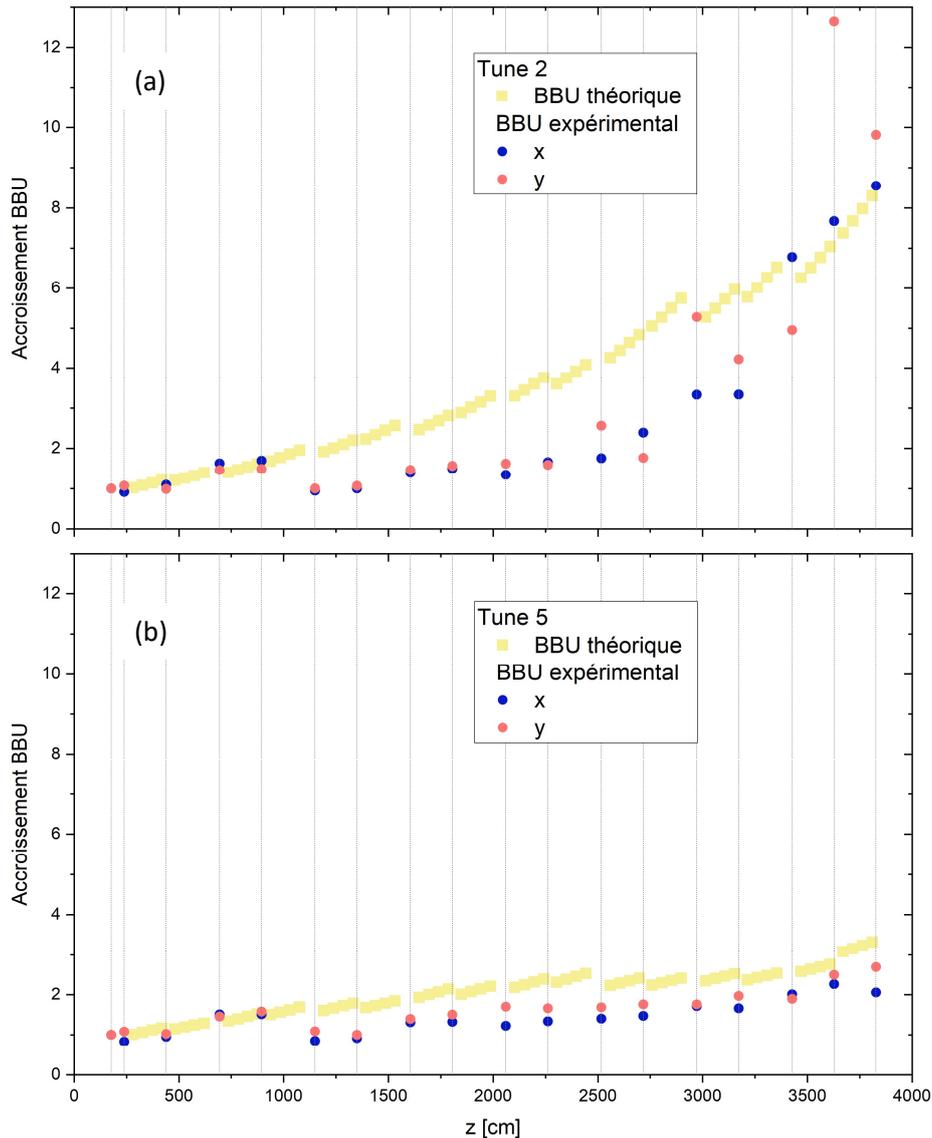


Figure 3-48 Accroissement du BBU calculé (en jaune) et expérimental en x (bleu) et y (rose) pour (a) le transport initialement proposé (tune 2) et (b) le transport de référence MCH3 (tune 5) réalisés lors de la mise en service de MCH3.

Les Figure 3-48(a) et (b) montrent que les allures de l'accroissement théorique et mesuré sont semblables et l'accroissement expérimental reste quasi toujours moins important que l'accroissement calculé. Le calcul de l'accroissement en amont des expérimentations permet alors de connaître l'amplitude maximale du BBU lors du transport du faisceau d'électrons. C'est un facteur important à prendre en compte lors de la conception d'une machine et de la détermination du transport du faisceau. La Figure 3-48(a) décrit une évolution exponentielle du BBU dans la ligne accélératrice à la fois en théorie et dans le domaine expérimental avec un écart allant jusqu'à un facteur 2,5 en milieu de ligne accélératrice entre les mesures et le modèle simplifié BBU. Afin de réduire cet accroissement, le champ magnétique solénoïdal a été augmenté et le transport tune 5 établi. En fin de ligne accélératrice au DPF 17 ($z = 38m$), la Figure 3-48(b) montre alors que le transport du faisceau d'électrons à champ magnétique fort (tune 5) diminue l'accroissement expérimental du BBU d'un facteur 3 par rapport au transport tune 2 (Figure 3-48(a)). Cette tendance est la même que celle calculée en amont des expérimentations, en jaune sur les Figure 3-48(a) et (b).

Expérimentalement, l'accroissement du BBU lors du transport du faisceau dans la ligne accélératrice est donc bien réduit pour la tune 5. Cette réduction de l'instabilité permet de transporter l'intégralité du faisceau sur la cible de conversion comme le montre la Figure 3-49. Cette dernière présente le courant du faisceau mesuré par le DPF en amont de la cible de conversion pour la tune 2 (en orange sur la Figure 3-49, essai 868) et la tune 5 (en violet sur la Figure 3-49, essai 1214).

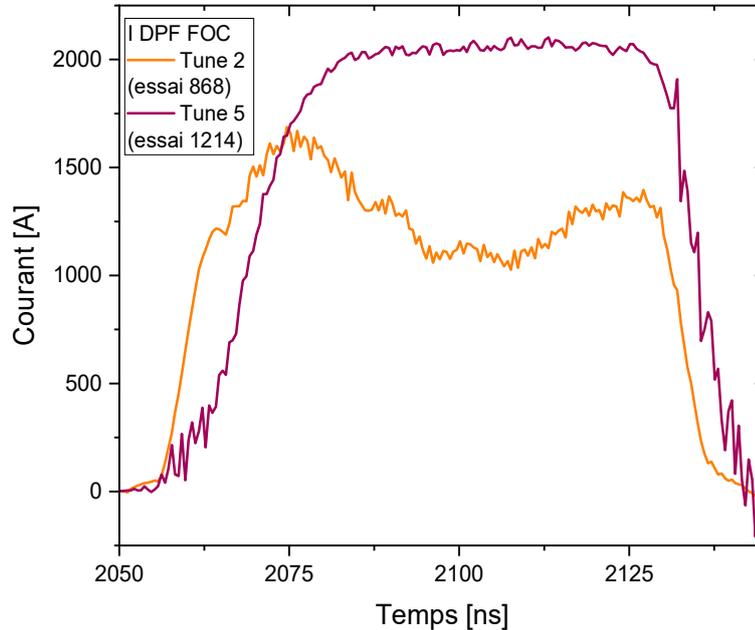


Figure 3-49 Courant mesuré par le DPF FOC en amont de la cible de conversion pour les essais 868 et 1214 correspondant respectivement aux tunes 2 et 5.

La tune 5, calculée avec EVOLI et à l'aide du modèle BBU simplifié, améliore significativement le transport du faisceau sur la totalité de MCH3. Cette tune est donc considérée comme la tune de référence pour le fonctionnement de l'accélérateur. De plus, elle s'est révélée beaucoup plus stable que la tune 2 lors des expérimentations du fait de la présence moins importante d'instabilités liées au phénomène de BBU.

L'utilisation de la modélisation simplifiée du BBU dans EVOLI a permis expérimentalement d'améliorer significativement les performances de MCH3. Au premier ordre, c'est donc un modèle satisfaisant pour concevoir des transports du faisceau d'électrons réduisant l'instabilité de type Beam Break-Up.

2.3.3.3. Etude de l'influence du centrage sur le BBU

Comme évoqué précédemment, le centrage du faisceau d'électrons est réalisé lors des expérimentations. Ce centrage expérimental, bien qu'il requiert un nombre important d'essais, permet d'éviter de perdre une partie du faisceau sur le tube accélérateur à cause de son décentrement mais également de réduire le BBU. En théorie, les décentrement du faisceau peuvent augmenter l'amplitude du BBU tel que le suggère le modèle avancé du BBU décrit page 50. Des expérimentations ont donc été réalisées afin d'évaluer expérimentalement l'influence du centrage du faisceau sur le BBU.

Les mesures expérimentales exploitées sur la Figure 3-48 ont été réalisées sans le centrage du faisceau. De légers décentrages du centroïde peuvent augmenter l'amplitude du BBU lors du transport ; le centrage du faisceau aide alors en théorie à limiter l'accroissement du BBU. Après le centrage des deux transports, tune 2 et tune 5, par la méthode proposée page 93, l'accroissement du BBU a été déterminé par l'analyse des signaux au niveau des DPF et comparé avec l'accroissement du BBU lorsque ces transports n'ont pas été centrés expérimentalement.

Le paragraphe suivant analyse l'influence du centrage sur la tune 2, transport du faisceau d'électrons favorisant le BBU tel que vu précédemment.

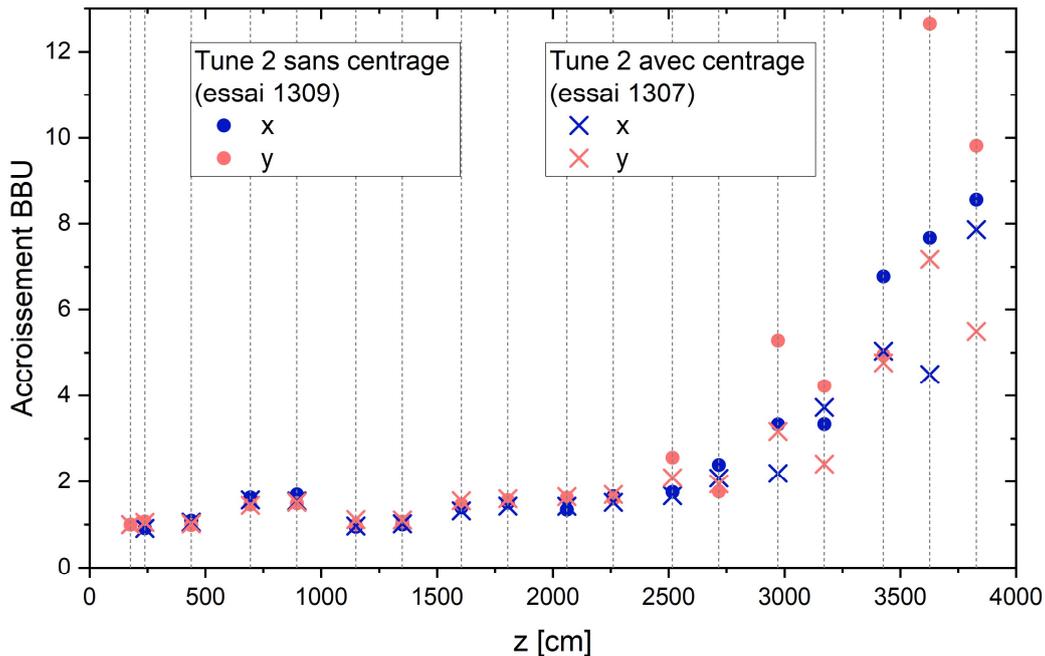


Figure 3-50 Accroissement mesuré du BBU en x et y de la tune 2 sans centrage (points) et avec centrage (croix) expérimental correspondant respectivement aux essais 1309 et 1307.

Bien que l'accroissement du BBU reste élevé en fin de ligne accélératrice, la Figure 3-50 montre un accroissement du BBU réduit d'un facteur pouvant aller jusqu'à 2 sur le dernier module de la ligne accélératrice lorsque le transport initialement proposé, la tune 2, est centré. Cette diminution est visible sur les signaux des DPF du dernier module de la ligne accélératrice par la présence qui reste importante des oscillations BBU bien qu'elles soient plus faibles pour la tune 2 centrée comme le montre la Figure 3-51(b) par rapport à la tune 2 non centrée (Figure 3-51(a)).

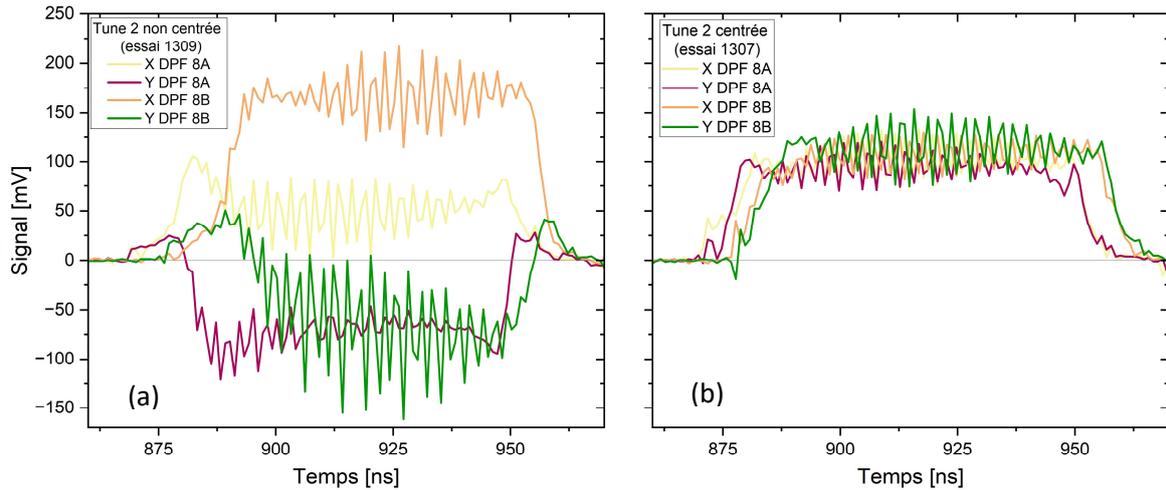


Figure 3-51 Signaux mesurés par les DPF du dernier module de la ligne accélératrice lors des expérimentations réalisées avec la tune 2 non centrée (a) et centrée (b) expérimentalement.

Le paragraphe suivant discute de l'influence du centrage du transport de référence MCH3 (tune 5) sur l'accroissement du BBU dans la ligne accélératrice afin de savoir si le centrage a le même effet sur une tune où le BBU est moins important.

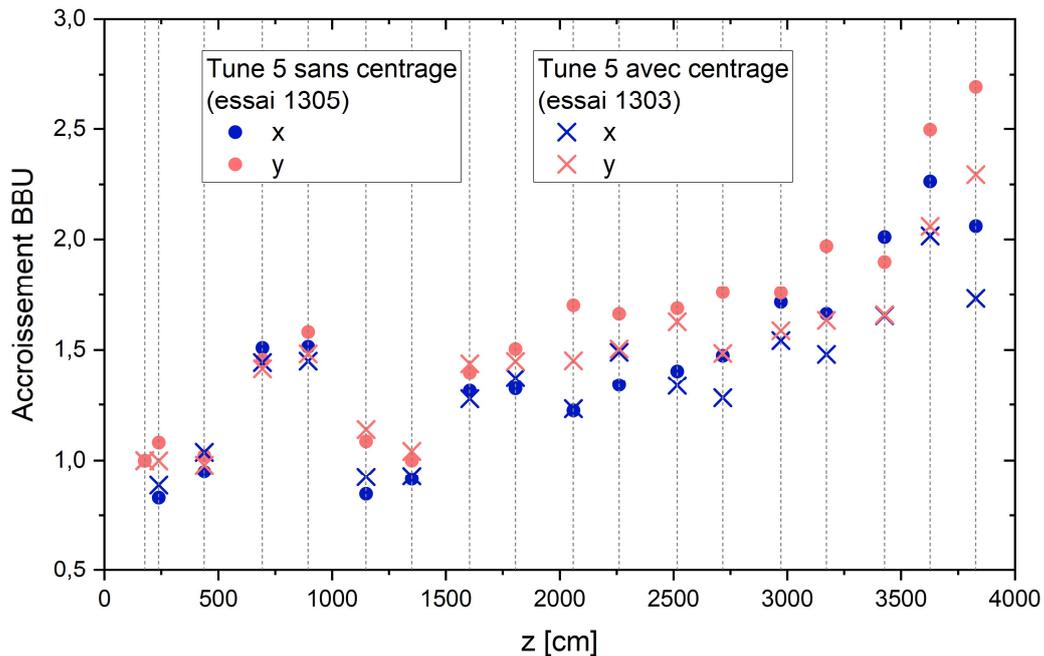


Figure 3-52 Accroissement mesuré du BBU en x et y de la tune 5 sans centrage (points) et avec centrage (croix) expérimental correspondant respectivement aux essais 1305 et 1303.

La Figure 3-52 présente l'accroissement expérimental du BBU du transport de référence MCH3 sans et avec centrage du barycentre des charges. Globalement, l'accroissement du BBU pour la tune 5 est peu élevé (avec et sans le centrage du faisceau). Nous remarquons cependant qu'en sortie de ligne accélératrice, le centrage réduit le BBU de 15 % même si ce pourcentage de réduction est plus faible que celui de la tune 2 qui est de 100 %.

Les résultats obtenus expérimentalement montrent donc que le centrage du faisceau d'électrons diminue l'accroissement du BBU au cours du transport du faisceau dans la ligne accélératrice (Figure 3-50 et Figure 3-52). Le centrage du faisceau d'électrons permet alors de limiter l'accroissement du BBU dans la ligne accélératrice dès lors que le guidage du faisceau est choisi de façon pertinente. L'influence du décentrement du centroïde du faisceau sur le BBU et inversement pourra être étudiée en détail dans de futures études par l'intégration du modèle BBU avancé dans le code EVOLI permettant la modélisation de l'impulsion transverse du faisceau générée par le BBU. Ce modèle a été introduit dans le chapitre 2 page 50.

Cette partie a présenté une première analyse de l'instabilité Beam Break-Up lors des expérimentations réalisées dans le cadre de la mise en service de MCH3. La modélisation de l'accroissement du BBU dans le code de transport EVOLI a permis de proposer un transport efficace du faisceau d'électrons permettant de fournir la charge voulue du faisceau au niveau de la cible de conversion afin d'obtenir la dose requise pour les performances radiographiques. Cela a donc confirmé l'intérêt de guider le faisceau d'électrons avec un champ fort dans l'accélérateur afin de limiter le BBU.

Ce guidage à champ magnétique fort présente cependant le désavantage d'augmenter linéairement le mouvement Corkscrew tel que cela a été présenté dans la partie 2.2.2.5.1 du chapitre 2. Dans ce contexte, une étude préliminaire du mouvement Corkscrew est réalisée par simulation.

2.4. Etude préliminaire du mouvement Corkscrew

Afin d'avoir une première idée de l'influence du mouvement Corkscrew au sein de l'accélérateur, une étude préliminaire est réalisée par simulation.

Le mouvement Corkscrew présenté dans la partie 2.2.2.5.1 du chapitre 2 provient de l'interaction des variations en énergie du faisceau le long de son impulsion avec les champs accidentels créés par les désalignements des solénoïdes dans l'accélérateur. Les variations en énergie du faisceau peuvent provenir de la dispersion de l'énergie cinétique initiale sur le plateau de l'impulsion et les variations de la tension des gaps accélérateurs au cours de l'impulsion illustrées respectivement sur les Figure 3-53(a) et (b).

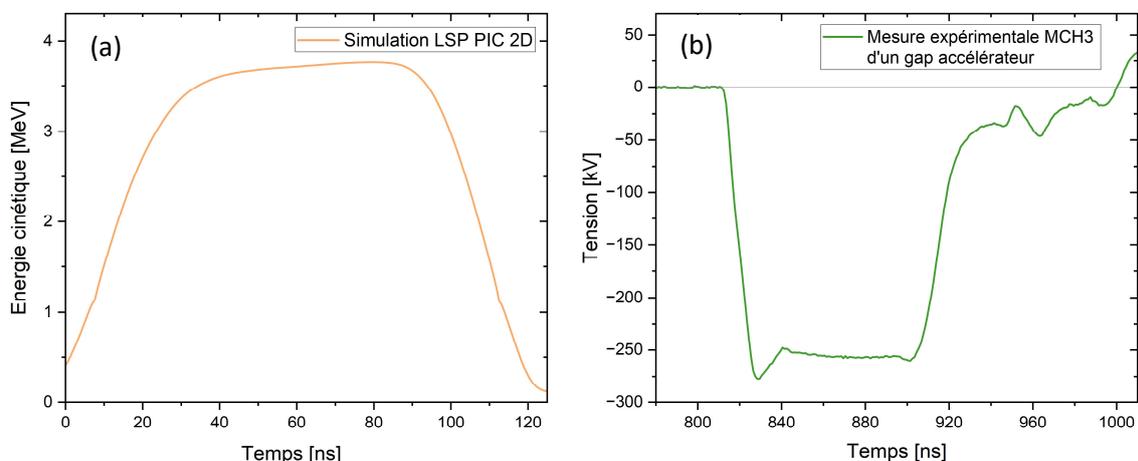


Figure 3-53 Variations en énergie du faisceau le long de son impulsion issues de la dispersion (a) de l'énergie cinétique initiale sur le plateau de l'impulsion déterminée par une simulation LSP 2D de l'injecteur (b) de la tension d'un gap accélérateur mesurée lors des expérimentations sur MCH3.

La Figure 3-53(a) présente le profil de l'énergie cinétique initiale issu d'une simulation LSP 2D de l'injecteur. La dispersion de l'énergie cinétique initiale sur le plateau d'impulsion est dans ce cas entre 1 et 1,5 %. La variation de la tension des cellules accélératrices est de l'ordre de 3 – 4% sur le plateau de l'impulsion de courant d'une durée de 45 ns tel que cela est illustrée sur la Figure 3-53(b). Lors des simulations du transport avec le code EVOLI, la tension des gaps accélérateurs est de 240 kV et considérée identique pour chaque cellule. Enfin, les champs magnétiques créés par le désalignement des solénoïdes sont intégrés comme évoqué dans la partie 2.2.3.

Dans le code de transport EVOLI, le mouvement Corkscrew est étudié grâce au découpage du faisceau en disques, présenté dans la partie 2.2.2.4 du chapitre 2, permettant la simulation de la propagation temporelle du faisceau et donc la prise en compte des variations en énergie au cours de l'impulsion. L'influence des variations en énergie et des désalignements des solénoïdes est alors observable sur le centroïde du faisceau le long de l'impulsion par le réassemblage des disques à une position axiale z choisie.

Dans cette première étude du mouvement Corkscrew, seules les variations en énergie liées à la dispersion de l'énergie cinétique initiale sur le plateau de l'impulsion sont prises en compte (c'est-à-dire la dispersion induite par l'injecteur). Le mouvement Corkscrew correspond au déplacement (x, y) du centroïde du faisceau le long de son impulsion à une position z donnée. Son amplitude A est calculée par l'expression décrite page 48 et donnée par :

$$A^2 = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} [(x - \langle x \rangle)^2 + (y - \langle y \rangle)^2] dt \quad (3.6)$$

avec t_1, t_2 les temps initial et final sur lequel l'amplitude est calculée, $\langle \rangle$ représente la moyenne au cours de l'intervalle de temps des positions en x et en y du centroïde du faisceau.

Les simulations du mouvement du centroïde sur chaque intervalle de temps considéré sont réalisées à l'aide du code de transport EVOLI puis réassemblées aux différentes positions z souhaitées afin d'obtenir le mouvement Corkscrew. Les amplitudes du mouvement Corkscrew sont systématiquement calculées et peuvent être retrouvées dans la légende des figures présentées.

La Figure 3-54 montre le mouvement du centroïde en (x, y) du faisceau de la tune 5 sans centrage sur le plateau de l'impulsion d'une durée de 45 ns à différentes positions z dans la ligne accélératrice avec des solénoïdes parfaitement alignés sans la présence du champ magnétique terrestre B_{Terre} . Sur la Figure 3-54, le mouvement Corkscrew n'est alors pas visible puisque seules les variations en énergie sont prises en compte en l'absence de désalignements des solénoïdes.

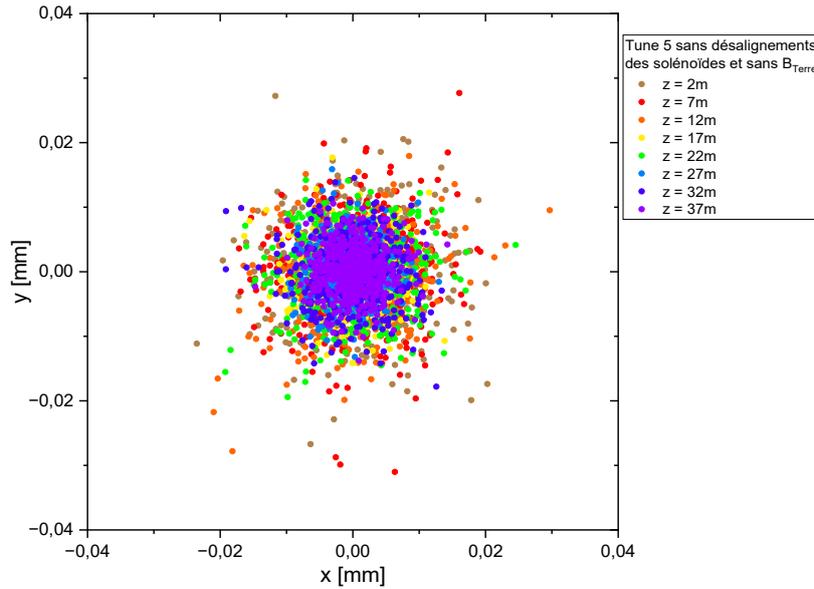


Figure 3-54 Mouvement du centroïde du faisceau en (x, y) à différentes positions z dans la ligne accélératrice pour la tune 5 non centré. Le mouvement est simulé sur le plateau de l'impulsion d'une durée de 45 ns par le découpage du faisceau en disques séparés de 0,1 ns avec les solénoïdes parfaitement alignés et le champ magnétique terrestre n'est pas pris en compte.

La Figure 3-55 montre alors le mouvement Corkscrew pour la tune 5 sans centrage sur le plateau de l'impulsion avec des solénoïdes décentrés aléatoirement dans les tolérances de $\pm 250 \mu\text{m}$ autour de l'axe et un angle de dispersion inférieur à $500 \mu\text{rad}$ décrites précédemment page 98 et sans la présence du champ magnétique terrestre B_{Terre} . A chaque position z , l'amplitude A du mouvement Corkscrew est calculée.

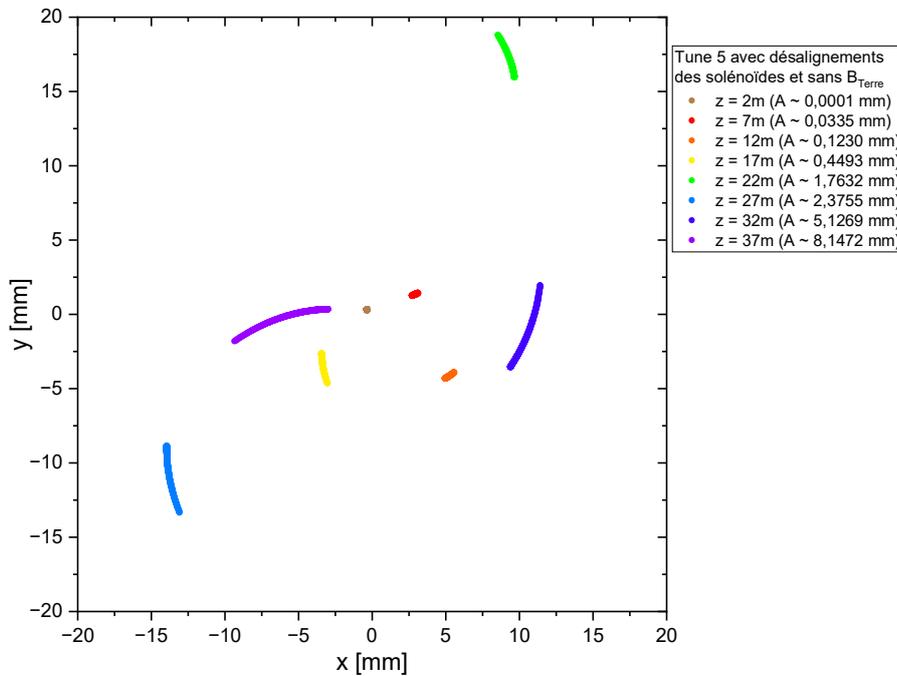


Figure 3-55 Mouvement du centroïde du faisceau en (x, y) sur le plateau de l'impulsion à différentes positions axiales z de la ligne accélératrice pour le transport tune 5 non centré. Les solénoïdes sont décentrés et le champ magnétique terrestre n'est pas pris en compte.

Le mouvement Corkscrew est reconnaissable par sa forme en « tire-bouchon » qui est distinguable ici par une forme incurvée du fait que la dispersion en énergie soit seulement considérée sur le plateau de l'impulsion. Dans la ligne accélératrice (jusqu'à $z = 37 \text{ m}$), le mouvement du centroïde est contenu en x entre -15 et 15 mm et en y entre -15 et 20 mm . Comme rappelé précédemment, le mouvement Corkscrew est caractérisé par son amplitude notée A . A la position $z = 2 \text{ m}$ (en marron sur la Figure 3-55), l'amplitude du mouvement Corkscrew est quasi nulle d'une valeur de $0,0001 \text{ mm}$ contrairement en fin de ligne accélératrice (en violet sur la Figure 3-55) où l'amplitude du Corkscrew atteint 8 mm correspondant à l'amplitude maximale du Corkscrew lors de ce transport de faisceau en l'absence de champ magnétique terrestre. L'influence de la dispersion de l'énergie cinétique initiale sur le plateau de l'impulsion qui augmente sur le plateau de l'impulsion est alors observée sur le mouvement Corkscrew.

Les parties suivantes traitent de l'influence de certains paramètres sur le mouvement Corkscrew notamment sur son amplitude dans la ligne accélératrice.

2.4.1. Influence du champ magnétique terrestre

En conditions réelles de l'exploitation de l'accélérateur MCH3, le champ magnétique terrestre est présent comme cela a été décrit auparavant. L'influence de ce champ magnétique terrestre sur le Corkscrew est alors étudiée.

La Figure 3-56 présente l'évolution du mouvement Corkscrew sur le plateau de l'impulsion à différentes positions z de la ligne accélératrice pour la tune 5 sans centrage. Les solénoïdes sont désalignés et le champ magnétique terrestre est pris en compte.

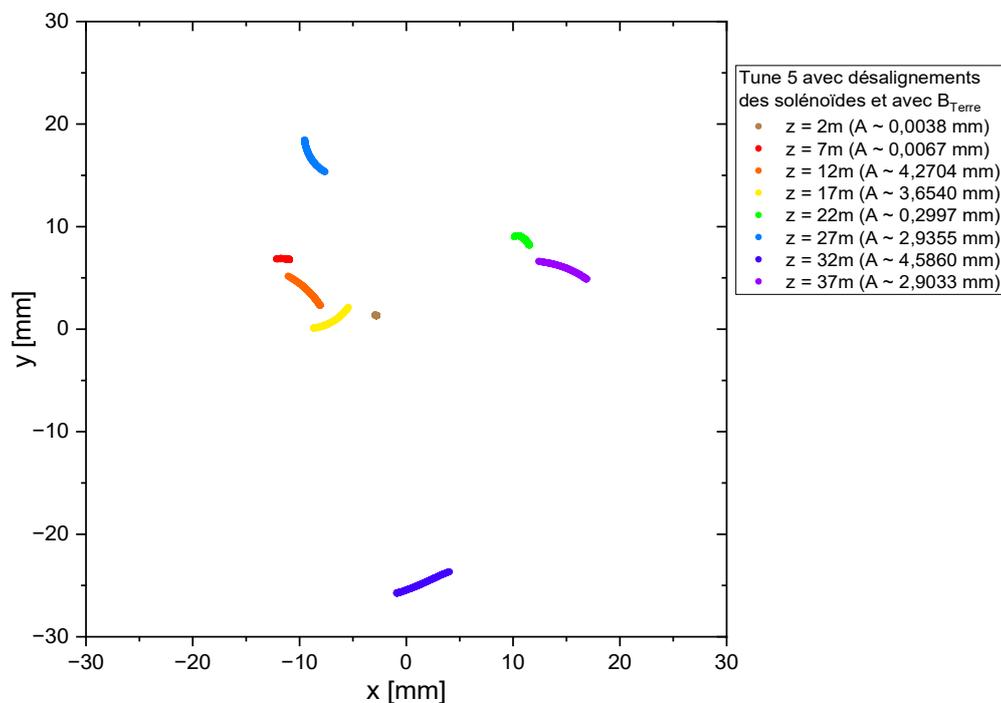


Figure 3-56 Mouvement du centroïde du faisceau en (x, y) sur le plateau de l'impulsion à différentes positions axiales z de la ligne accélératrice pour le transport tune 5 non centré. Les solénoïdes sont décentrés et le champ magnétique terrestre est considéré.

Lorsque le champ magnétique terrestre est considéré et les solénoïdes décentrés, l'amplitude du mouvement Corkscrew est limitée à environ $4,59 \text{ mm}$ en fin de ligne accélératrice ($z = 32 \text{ m}$). L'amplitude n'augmente pas linéairement avec la prise en compte du champ magnétique terrestre contrairement au cas où il n'est pas pris en compte (Figure 3-55). L'amplitude varie aux différentes positions z de la ligne accélératrice pour une moyenne de l'amplitude autour $2,3 \text{ mm}$. Enfin, le décentrement du centroïde est plus important avec le champ magnétique terrestre (Figure 3-56) jusqu'à environ -25 mm en y à la position $z = 32 \text{ m}$. Ceci est tout à fait logique puisque des composantes supplémentaires apparaissent sur le champ magnétique global en x , y et z .

Lors du centrage du faisceau, des composantes supplémentaires du champ magnétique apparaissent. Elles sont produites par les déviateurs magnétiques. L'influence du centrage du faisceau sur le mouvement Corkscrew est alors étudiée.

2.4.2. Influence du centrage du faisceau

Afin d'étudier l'influence du centrage du faisceau sur le mouvement Corkscrew, la tune 5 précédemment étudiée est centrée par simulation au niveau de chaque DPF de la ligne accélératrice.

La Figure 3-57 montre le mouvement du centroïde en (x, y) du faisceau sur le plateau de l'impulsion à différentes positions z dans la ligne accélératrice correspondant aux positions des DPF pour la tune 5 centrée par simulation. Les solénoïdes sont parfaitement alignés et le champ magnétique terrestre est pris en compte. Le faisceau étant centré, les champs transverses générés par les déviateurs magnétiques sont considérés.

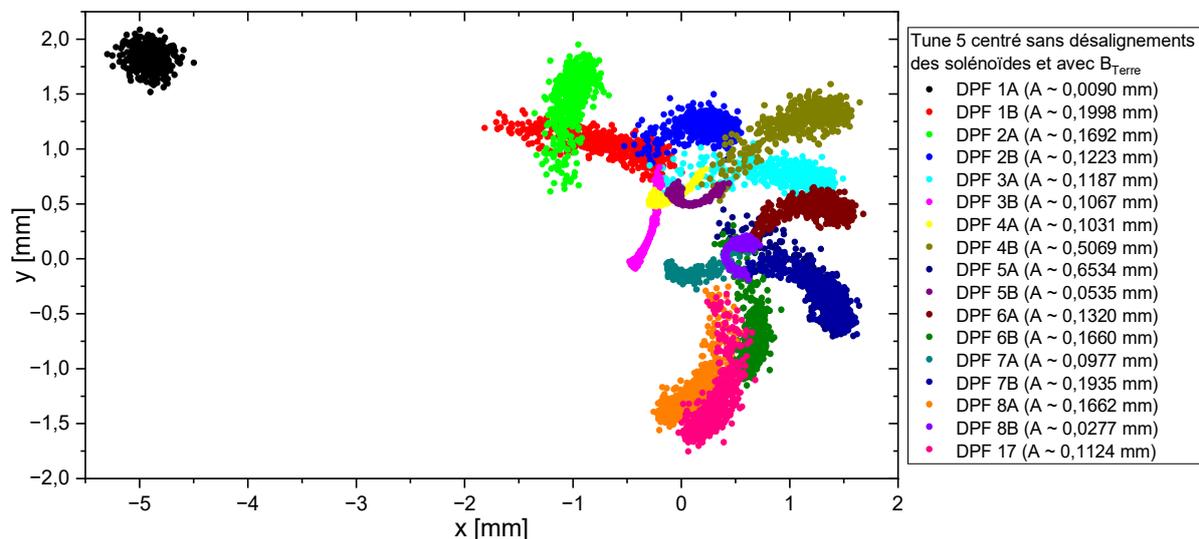


Figure 3-57 Mouvement du centroïde du faisceau en (x, y) sur le plateau de l'impulsion à différentes positions axiales z de la ligne accélératrice pour le transport tune 5 centré. Les solénoïdes sont parfaitement alignés et le champ magnétique terrestre est considéré.

Sur la Figure 3-57, le faisceau apparaît décentré sur le premier DPF de la ligne accélératrice, le DPF 1A, ce qui est normal car aucun centrage n'a été effectué sur ce DPF. En revanche, il apparaît relativement centré sur les autres DPF de la ligne accélératrice avec des valeurs de décentrement variant entre

–2 et 2 mm en x et en y . Au cours de l’impulsion, pour les différentes positions des DPF de la ligne accélératrice, la trajectoire du centroïde caractéristique du mouvement Corkscrew est visible. Néanmoins, elle ne représente pas en tant que tel le mouvement Corkscrew puisque les solénoïdes sont parfaitement alignés. Elle provient de l’interaction de la dispersion en énergie du faisceau sur le plateau de l’impulsion avec les champs magnétiques transverses générés par les déviateurs magnétiques et le champ magnétique terrestre. L’amplitude du mouvement Corkscrew est très faible (moins de 0,7 mm) et présente de faible variation aux différentes positions z de l’accélérateur (cf. valeurs de A de la Figure 3-57).

Les désalignements des solénoïdes sont alors pris en compte afin d’étudier l’influence du centrage sur le mouvement Corkscrew. La tune 5 a d’abord été centrée puis les désalignements ont été pris en compte. La Figure 3-58 illustre l’évolution du mouvement Corkscrew sur le plateau de l’impulsion à différentes positions z de la ligne accélératrice au niveau des DPF pour la tune 5 centrée par simulation. Le champ magnétique terrestre est pris en compte et les solénoïdes sont décentrés.

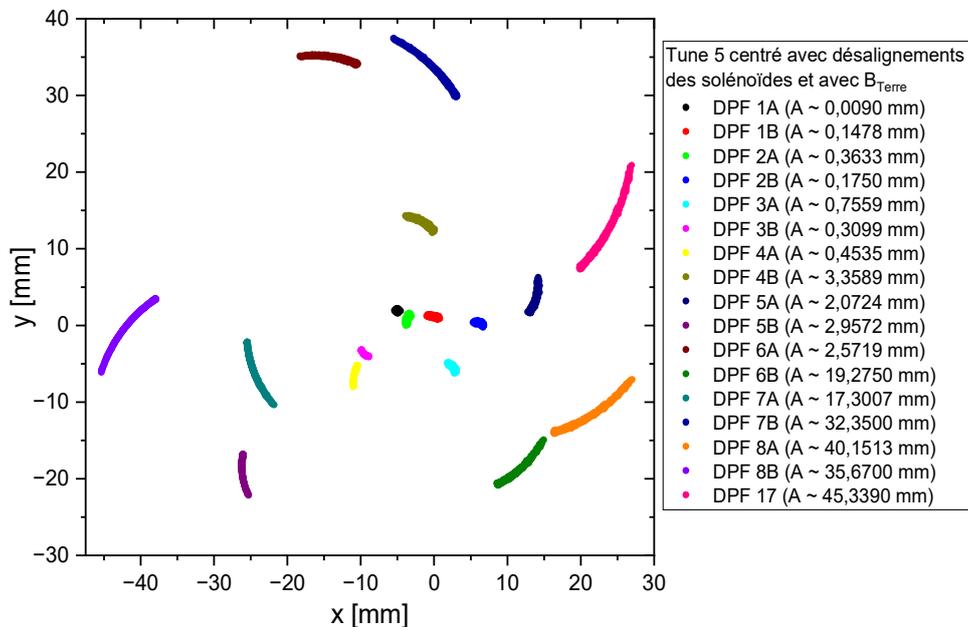


Figure 3-58 Mouvement du centroïde du faisceau en (x, y) sur le plateau de l’impulsion à différentes positions axiales z de la ligne accélératrice pour le transport tune 5 centré. Les solénoïdes sont décentrés et le champ magnétique terrestre est considéré.

L’amplitude du mouvement Corkscrew devient supérieure à 1 cm à partir du dernier tiers de la ligne accélératrice (DPF 6B). En fin de la ligne accélératrice (en rose sur la Figure 3-58), l’amplitude est de plus de 4 cm. Cette amplitude très élevée s’explique par l’application de trois composantes transverses du champ magnétique (déviateurs, champ magnétique terrestre et décentrement des solénoïdes) qui a pour conséquence un décentrement plus important du faisceau au cours de l’impulsion lors de son transport dans l’accélérateur. Bien que l’amplitude du mouvement Corkscrew soit importante, le faisceau reste contenu dans le tube de la ligne accélératrice d’un rayon de 7,4 cm puisque le rayon d’enveloppe du faisceau est très contraint en fin de ligne accélératrice (autour de 1 cm). De par les

consignes strictes mises en place lors de l'alignement des éléments magnétiques par rapport à l'axe mécanique, le mouvement Corkscrew est alors a priori limité dans l'accélérateur MCH3.

Cette première étude du mouvement Corkscrew par des simulations réalisées avec le code EVOLI a permis d'obtenir un premier aperçu des facteurs influant sur le mouvement Corkscrew dans la ligne accélératrice. A l'heure actuelle, il est impossible de savoir quelle instabilité provoque un potentiel décentrement du faisceau. Afin de comparer à l'avenir, le poids du BBU et du Corkscrew sur le centroïde du faisceau et donc son décentrement, il faudra nécessairement intégrer le modèle avancé du BBU dans nos codes de simulation.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le contexte de la radiographie éclair réalisée au CEA/DAM et s'intéressent plus précisément à l'étude numérique et expérimentale de la dynamique du faisceau d'électrons de forte intensité lors de son transport dans un accélérateur linéaire utilisant des cellules à induction.

Ces travaux réalisés dans le cadre du projet MCH3 de l'installation Epure avaient plusieurs objectifs dont le principal était d'améliorer la description de la dynamique du faisceau d'électrons dans les LIA en vue d'évaluer la contribution des différents mécanismes responsables de l'accroissement d'émittance car ils contribuent à la dégradation de la résolution de la radiographie obtenue. Pour cela, les travaux menés reposent sur une approche couplant la simulation numérique et des expérimentations sur le grand instrument MCH3. De plus, un des objectifs était de participer en support numérique à la détermination et l'optimisation du transport du faisceau d'électrons pour l'accélérateur MCH3 dans sa phase de lancement.

Pour cela, un simulateur numérique a été développé au cours de cette thèse. Il repose sur l'utilisation de deux formalismes complémentaires : le modèle particulaire et le modèle enveloppe. Le code PIC LSP simule de manière complète la dynamique du faisceau dans l'injecteur en 2D axisymétrique et le code LSP-Slice simplifié permet de modéliser celle dans l'accélérateur (en 1D et 2D). Le code de transport EVOLI a été développé en langage C++ dans le cadre de ces travaux de thèse afin d'avoir à disposition un outil évolutif et rapide modélisant le faisceau d'électrons dans la ligne accélératrice et l'EGF. Il repose sur les modèles d'enveloppe et du centroïde du faisceau qui simulent respectivement la dimension de l'enveloppe et le mouvement du barycentre des charges du faisceau lors de son transport dans l'accélérateur. Le code de transport EVOLI intègre également une modélisation de la propagation « temporelle » du faisceau par le biais d'un découpage de ce dernier en disque. La confrontation du code EVOLI avec le code PIC LSP-Slice a permis de conclure à son bon fonctionnement dans le cadre de son développement.

Les travaux menés avec le code PIC LSP-Slice lors de la mise en service de MCH3 sur l'installation Epure ont permis de mettre en évidence que les transports proposés pour MCH3 avec le code EVOLI ne produisaient pas d'accroissement d'émittance significatif validant ainsi l'hypothèse du modèle enveloppe qui impose que l'émittance demeure constante pendant le transport du faisceau. Les résultats de mesure du centroïde réalisées sur MCH3 ont confirmé qu'en l'état de l'art actuel, les simulations ne permettaient pas de prédire correctement le centroïde [22]. Ces travaux de thèse ont permis d'explorer plusieurs pistes pouvant expliquer ce résultat. Dans un premier temps, un terme modélisant l'influence de la charge d'espace a été développé puis intégré dans EVOLI. La confrontation avec les simulations PIC LSP-Slice, qui modélisent correctement la charge d'espace, a montré que le terme correctif utilisé dans notre code n'était également pas valide pour l'ensemble de l'accélérateur. L'accord entre les simulations LSP-Slice et EVOLI est très bon jusqu'à 250 cm, ce que montre également la modélisation du centroïde proposé par Genoni et al. [91]. Malgré cela, nous avons pu établir que les équations décrivant le centroïde étaient valides uniquement sur les 12 premiers mètres de MCH3 avec une marge d'erreur entre LSP-Slice et EVOLI inférieure à 500 μm . Dans ce domaine de validité, nous avons montré qu'il était possible de reproduire les résultats obtenus sur le centroïde dans MCH3 avec la tune 5 en intégrant l'influence du champ magnétique terrestre ainsi que les défauts d'alignement des différents éléments magnétiques (solénoïdes et déviateurs). Ces derniers ont été déduits à l'aide d'une procédure d'optimisation numérique implémentée dans le code EVOLI recherchant la meilleure solution reproduisant les valeurs expérimentales à l'aide des variables d'ajustements (divergence,

défaut...). L'application de cette nouvelle méthode à un nouveau cas de transport (tune 2) a permis de conclure que les simulations du centroïde étaient améliorées permettant d'envisager de calculer les consignes des déviateurs afin de pré-centrer expérimentalement le faisceau à l'aide du code EVOLI. Cette méthode qui demeure perfectible laisse cependant entrevoir un gain de temps significatif lors de la réalisation chronophage des nombreux essais nécessaires au centrage du faisceau d'électrons dans les LIA au cours de leur phase d'exploitation.

D'un point de vue opérationnel, ce simulateur a été déployé sur MCH3 afin d'en effectuer sa mise en service avec succès en fin 2022. Pendant le démarrage de MCH3, différents transports ont été testés. Dans le cadre de la tune 2 correspondant à un transport avec un champ magnétique faible, il a été observé que la totalité de la charge du faisceau n'a pas été transportée jusqu'à la cible de conversion. Ce résultat est en contradiction avec les simulations numériques qui prédisaient que le transport tune 2 devait être nominal. Ce résultat met en évidence que le formalisme de l'enveloppe, pour certains faisceaux, n'est pas suffisant pour garantir un transport qualitatif notamment en sortie de ligne accélératrice (où l'expansion radiale du faisceau n'est plus contrainte par les solénoïdes de guidage des cellules). Les codes actuellement utilisés à la DAM pour valider un point de fonctionnement, c'est-à-dire le transport d'un faisceau d'électrons de la cathode à la cible de conversion d'un accélérateur à induction sont basés uniquement sur ce formalisme de l'enveloppe. Il est donc nécessaire de poursuivre le développement de nouveaux outils de simulation qui intègrent les phénomènes physiques responsables de ce désaccord. Les mesures expérimentales au niveau des DPF lors du transport tune 2 ont montré des oscillations très importantes du centroïde du faisceau en sortie de ligne accélératrice. L'analyse a suggéré que ces oscillations du centroïde étaient induites par l'instabilité BBU et qu'elles étaient responsables de la perte d'une partie du courant pendant son transport jusqu'à la cible de conversion. Afin de confirmer cette hypothèse, un modèle simplifié (asymptotique) de l'instabilité BBU a alors été intégré dans le code EVOLI en vue d'optimiser le transport du faisceau d'électrons. Ce travail numérique basé sur le simulateur a abouti à la conception d'un nouveau transport du faisceau à champ magnétique dit « fort », nommé tune 5, limitant théoriquement l'intensité de l'instabilité BBU d'un facteur 2,5 en sortie de ligne accélératrice. Expérimentalement, ce transport a été testé sur MCH3 et cela a permis de réduire significativement le BBU, d'un facteur 3, en sortie de ligne accélératrice. De plus, il a été observé expérimentalement que l'utilisation de la tune 5 permettait de transporter l'intégralité du faisceau de manière stable et reproductible jusqu'à la cible. Les études expérimentales réalisées ont également montré que le centrage du faisceau d'électrons réduisait l'accroissement du BBU. Nous avons mesuré que l'influence du centrage sur la réduction du BBU était cependant très dépendante de la tune utilisée. En effet, nous avons montré que, lors de l'utilisation d'une tune de faible champ magnétique, le centrage pouvait réduire de plus de 100 % le BBU. Tandis que lorsqu'une tune à champ fort était utilisée, l'apport du centrage à la réduction n'était que de 15 %. Ces résultats suggèrent donc que la meilleure stratégie de mitigation du BBU consiste à appliquer avant tout une tune avec un champ magnétique fort. Pour ces tunes, dans l'optique d'une réduction du BBU, l'étape du centrage qui est très chronophage n'est parfois donc pas nécessaire.

Au-delà du BBU, un travail sur l'étude du mouvement Corkscrew a été initié. Ce mouvement peut lui aussi dégrader le faisceau lors de son transport. L'intégration du découpage temporel du faisceau associée à la modélisation des défauts magnétiques a permis de débiter une étude avec le code EVOLI sur le mouvement Corkscrew. Cette première étude a confirmé que le code EVOLI pouvait reproduire le Corkscrew et que son amplitude augmentait avec le champ magnétique externe. Pour une machine donnée avec une dispersion en énergie et un jeu de défauts de solénoïdes fixé, ce résultat suggère que

la stratégie de minimisation du Corkscrew repose sur l'utilisation de champ magnétique plutôt faible. Or cette stratégie est antinomique avec celle de réduction du BBU.

La première perspective de ce travail consisterait donc à intégrer dans le code EVOLI un module de BBU dit avancé, c'est à dire un modèle de BBU agissant directement sur le centroïde contrairement au modèle actuel qui calcule un accroissement maximal asymptotique de l'amplitude de l'oscillation initiale du centroïde. Le modèle avancé a été décrit dans cette thèse mais n'a pas été implémenté par manque de temps. Il représente la dernière brique du code EVOLI afin d'être en mesure de concevoir par simulation une tune optimale qui permettrait de mitiger l'influence du BBU et du Corkscrew sur le centroïde pour un faisceau donné.

Une seconde perspective consisterait à concevoir des modèles concernant d'autres instabilités (Ion-Hose, Image Displacement Instability, Resistive Wall Instability...) et à les intégrer dans EVOLI. Cela représente un axe de progression important particulièrement utile pour des machines multi-temps ou pour des durées d'impulsion plus longues.

Enfin, un travail plus complexe pourrait être entrepris sur la modélisation totale (2D et 3D) de l'accélérateur à l'aide d'un code PIC complet (par opposition à un code PIC-Slice). Pour notre simulateur, cela correspondrait à étendre le modèle PIC LSP actuellement limité à l'injecteur à toute la ligne du LIA [72]. Cela permettrait théoriquement de modéliser au mieux l'ensemble de la physique mise en jeu. Bien qu'il faille pour cela disposer d'importantes ressources numériques accessibles à la DAM grâce au supercalculateur EXA1, de nouveaux schémas numériques devront être conçus afin de réduire le développement des instabilités numériques [85][86] qui empêchent actuellement la réalisation de ce type de simulation au-delà d'une dizaine de mètre.

Références

- [1] Traité TEUTATES-Epure dans le cadre des accords de Lancaster House, signés le 02/11/2010 par le président français N. Sarkozy et le premier ministre du Royaume-Uni D. Cameron
- [2] N. Pichoff, « Les nouvelles limites de la radiographie éclair », Clefs CEA, p.59-66, 2006
- [3] I.D. Smith, « Induction voltage adders and the induction accelerator family », Physical Review Special Topics: Accelerators and Beams, Vol. 7, 064801, 2004
- [4] T. Takayama, R. J. Briggs, « Induction Accelerators », Springer, 2011
- [5] A. Georges, J. Beaubernard, V. Bernigaud, L. Buche, Y. Collet, S. Combacon, G. Grandpierre, B. Gouin, J. Kranzmann, J. Magnan, L. Magnin, D. Pierre, F. Poulet, R. Nicolas, Y. Tailleur, and J. L. Verstraete, « Status on AIRIX restart », Proceedings of the XXVII linac Conference, pp. 462–464, Genève, 2014
- [6] M. Mouillet, R. Boivinet, F. Bombardier, J. Delvaux, E. Merle, J.C. Ribes, P. Anthouard, J. Bardy, A. Devin, and J. de Mascureau, « First results of the AIRIX induction accelerator », Proceedings of the 20th International Linac Conference, LINAC-2000, pp. 491–493, Monterey, CA, 2000
- [7] K. Thomas et al., « The MERLIN Induction Voltage Adder radiographic accelerator », IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC), Brighton, UK, pp. 1-8, 2017
- [8] C. Vermare, H. A. Davis, D. C. Moir, T. P. Hughes, « Ion emission from solid surfaces induced by intense electron beam impact », Physics of Plasmas, 10, pp. 277-284, 2003
- [9] T. Lahens, « Propagation d'un faisceau d'électrons relativistes intense de radiographie éclair dans un plasma froid », thèse de l'université de Bordeaux, soutenue en 2019
- [10] A. Dudes, « Focalisation d'un faisceau intense d'électrons relativistes pour la radiographie éclair », thèse soutenue en novembre 2023
- [11] J. Zhu, H. Yu, X. Jiang, N. Cheng, Y. Wang, « Target-Plasma Expansion Induced by 20-MeV Intense Electron Beam », IEEE Transactions on Plasma Science, vol.38, n°10, octobre 2010
- [12] Yu. A. Trunev et al., « Observation of the Dynamics of a Focal Spot Using a Long-Pulse Linear Induction Accelerator », IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 48, N°6, juin 2020
- [13] B. T. McCuistian, « Temporal Spot Size Evolution of the DARHT First Axis Radiographic Source », Proceedings of EPAC08, Gênes, Italie, 2008
- [14] J.E. Coleman, J. Colgan, « Spatially and temporally resolved measurements of a dense copper plasma heated by intense relativistic electrons », Phys. Plasmas 24, 083302, 2017
- [15] N. B. Ramey, J. E. Coleman, P. Hakel, H. E. Morris, J. Colgan, J. E. Barefield, C. J. Fontes, R. M. Gilgenbach, R. D. McBride, « Sodium tracer measurements of an expanded dense aluminum plasma from e-beam isochoric heating », Phys. Plasmas 28, 033301, 2021
- [16] J. E. Coleman, J. E. Koglin, H. E. Morris, N. B. Ramey, D. T. Offermann, « Quantitative spatiotemporal density evolution of aluminum heated purely by monochromatic electrons », J. Appl. Phys. 131, 215901, 2022
- [17] N. Pichoff, M. Caron, A. Compant-La-Fontaine, D. Paradis, L. Hourdin, F. Cartier, D. Collignon, G. Grandpierre, M. Mouillet, « Contributors to AIRIX focal spot size », Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland, 2006
- [18] Y. J. Chen, « Final focus spot size in a solenoid focusing system », Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, 2003
- [19] C. Ekdahl et al, « Emittance growth in the DARHT-II linear induction accelerator », IEEE Trans. Plasma Sci., vol 45, 2017
- [20] C. Ekdahl, « Beam Dynamics for Scorpius with the CDR End-to-End Tune: II. Short-Pulse Stability », LANL Report, 2018

- [21] J. E. Coleman et al., « Increasing the intensity of an induction accelerator and reduction of the beam breakup instability », *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 17, 030101, 2014
- [22] J. E. Coleman et al., « Correcting the beam centroid motion in an induction accelerator and reducing the beam breakup instability », *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 17, 092802, 2014
- [23] C. Ekdahl et al., « Steering an intense relativistic electron beam in a linear induction accelerator », *Rev. Sci. Instrum.* 91, 026102, 2020
- [24] S. Eric Clark et al., « Three-Dimensional Particle-in-Cell Analysis of Mechanical Design Tolerances of the Scorpius Injector With Warp », *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 50, No. 7, juillet 2022
- [25] C. Thoma, T. P. Hughes, « A beam-slice algorithm for transport of the DARHT-2 accelerator », *Part. Acc. Conf.*, 2007
- [26] C. A. Ekdahl, « User Guide for the LSP-Slice PIC code », 2014
- [27] C.-M. Alvinerie, R. Delaunay, R. Maisonnay, « Investigating the Electron Beam Transport in a Linear Induction Accelerator for X-Ray Flash Radiography », *Présentation orale IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) 2022, Seattle, WA, USA, 2022*
- [28] C. Ekdahl, J. E. Coleman, B. T. McCuistian, « Beam Breakup in an advanced linear induction accelerator », *IEEE Trans. Plasma Sci*, vol. 44, 17, pp. 1094-1102, 2016
- [29] CEA DAM, « Les 20 ans du programme Simulation : histoire d'un succès ! », Août 2016
- [30] E. Merle et al., « Status of the AIRIX accelerator », *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference (Cat. No.99CH36366)*, New York, NY, USA, 1999, pp. 3260-3262 vol.5, doi: 10.1109/PAC.1999.792269
- [31] G. S. Cunningham, C. Morris, « The Development of Flash Radiography », *Los Alamos Science*, 23, 2003
- [32] J. M. Plewa, « Etude de l'influence des plasmas dans les diodes à électrons pour la radiographie éclair », *Université de Toulouse*, 2018
- [33] J. D. Huba, « *Naval Research Laboratory Plasma Formulary* », Washington, DC 20375: The Office of Naval Research, 2019
- [34] A. W. Chao, W. Chou, « *Reviews of Accelerator Science and Technology* », Volume 6 : Accelerators for High Intensity Beams, April 2014
- [35] N. Christofilos, « Astron thermonuclear reactor », *Second UN International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy*, Vol. 32, page 279, Geneva, Switzerland, 1958
- [36] N. Christofilos, R. Hester, W. Lamb, D. Reagan, W. Sherwood, R. Wright. « High current linear induction accelerator for electrons », *Rev. Sci. Inst.*, 1964
- [37] M. J. Burns, B. E. Carlsten, T. J. T. Kwan, D. C. Moir, D. S. Prono, S. A. Watson, E. L. Burgess, H. L. Rutkowski, G. J. Caporaso, Y. J. Chen, S. E. Sampayan, G.A. Westenskow, « DARHT Accelerators Update and Plans for Initial Operation », *18th Biennial Particle Accelerator Conference*, p.617, New York, USA, 1999
- [38] C. Ekdahl et al., « First Beam at DARHT-II », *20th IEEE Particle Accelerator Conference*, p.558, Portland, USA, 2003
- [39] Z. Shouyun et al., « A 1.5mev linear induction accelerator (lia) », *7th Pulsed Power Conference*, Monterey, CA, USA, pp. 47-53, 1989
- [40] J.J. Deng et al., « Design of the DRAGON-I Linear Induction Accelerator », *LINAC2002*, pp 40-42, Gyeongju, Corée du Sud, 2002
- [41] J. Deng et al., « R&D of LIA for radiography in China », *Euro-Asian Pulse Power Conference*, Chine, 2018
- [42] J. de Mascureau, P. Anthouard, P. Eyharts, « Le développement de la technologie des accélérateurs linéaires à induction », *Revue interne CEA DAM Chocs*, volume 18, 1998

- [43] Ph. Eyharts et al., « First Operation of the LELIA induction accelerator at CESTA », Particle Accelerator Conference, pp. 670-672, Washington DC, 1993
- [44] P. Anthouard et al., « AIRIX Prototype Technological Results at CESTA », Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 1997
- [45] E. Merle et al., « Installation of the AIRIX induction accelerator », Particle Accelerator Conference, New York City, USA, 1999
- [46] //www-teutates.cea.fr/index.html
- [47] J. M. Plewa et al., « Modeling and experimental characterization of the plasma produced by a velvet cathode in a linear induction accelerator », Physics of Plasmas, 25, 083506, 2018
- [48] C. Ekdahl, « Beam dynamics for the Scorpius Conceptual Design Report », LA-UR-17-29176, 2017
- [49] W. K. H. Panofsky, M. Bander, « Asymptotic theory of beam-breakup in linear accelerators », Rev. Sci. Instrum., vol. 39, pp. 206-212, 1968
- [50] V. K. Neil, L. S. Hall, R. K. Cooper, « Further theoretical studies of the beam breakup instability » Part. Acc., vol. 9, pp. 213-222, 1979
- [51] Y.-J. Chen, « Corkscrew modes in linear induction accelerators », Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., vol. A292, pp. 455-464, 1990
- [52] T.P. Hughes, T.C. Genoni, R.E. Clark, « LAMDA User's manual », Tech. rep. MRC/ABQ-R-1798, Mission Research Corporation, 1996
- [53] C. H. Woods, « The image instability in high current linear accelerators », Rev. Sci. Instrum., vol.41, no. 7, pp. 959 - 962, 1970
- [54] R. J. Adler, B. B. Godfrey, M. M. Campbell, D. J. Sullivan, T. C. Genoni, « The image displacement effect in intense electron beams », Part. Accel., vol. 13, pp. 25 - 44, 1983
- [55] H. L. Buchanan, « Electron beam propagation in the ion-focused regime », Phys. Fluids, vol. 30, pp. 221 - 231, 1987
- [56] T. C. Genoni, T. P. Hughes, « Ion-hose instability in a long-pulse linear induction accelerator », Phys. Rev. - ST Accel. Beams, vol. 6, no. 4, p. 030401, 2003
- [57] F. L. J. Laslett, V. K. Neil, A. M. Sessler, « Transverse resistive instabilities of intense coasting beams in particle accelerators », Rev. Sci. Instrum., vol. 36, no. 4, pp. 436 - 448, 1965
- [58] S. Bodner, V. K. Neil, L. Smith, « Decay of image currents and some effects on beam stability », Part. Accel., vol. 1, pp. 327 -334, 1970
- [59] G. J. Caporaso, W. A. Barletta, V. K. Neil, « Transverse resistive wall instability of a relativistic electron beam », Part. Accel., vol. 11, pp. 71 - 79, 1980
- [60] D. H. Whittum, A. M. Sessler, V. K. Neil, « Transverse resistive wall instability in the two beam accelerator », Phys. Rev. A, vol. 43, no. 1, pp. 294 - 303, 1991
- [61] C. Ekdahl, « The resistive-wall instability in multi-pulse linear induction accelerators », IEEE Trans. Plasma Sci., 2016
- [62] C. Ekdahl, « Electron-beam dynamics for an advanced flash-radiography accelerator », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 43, 2015
- [63] C. Ekdahl, « Tuning the DARHT long-pulse linear induction accelerator », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 41, pp. 2774 - 2780, 2013
- [64] R. H. Levy, « Diocotron instability in a cylindrical geometry », Phys. Fluids, vol. 8, pp. 1288 - 1295, 1965
- [65] R. B. Miller, « An introduction to the physics of intense charged particle beams », New York, NY: Plenum Press, pp. 126, 1982
- [66] S. Humphries, « Principles of Charged Particle Acceleration », John Wiley and Sons, 1999
- [67] S. Humphries, « Charged Particle Beams », John Wiley and Sons, 1990
- [68] M. Reiser, « Theory and Design of Charged Particle Beams », Wiley-VCH, 2008

- [69] I.M. Kapchinsky, V. V. Vladimirsky, V. V., Proc. International Conference on High Energy Accelerators, p. 274, CERN, Geneva, 1959
- [70] P. M. Lapostolle, « Possible emittance increase through filamentation due to space charge in continuous beams », IEEE Trans. Plasma Sci., vol. 18, pp. 1101-1104, 1971
- [71] M. Reiser, « Theory and Design of Charged Particle Beams », Section 3.2 “Liouville’s Theorem” p.57, Wiley-VCH, 2008
- [72] J.M. Plewa, V. Bernigaud, T. Barnes, F. Poulet, A. Georges, R. Delaunay, M. Ribière, C. Vermare, M. Yousfi, O. Eichwald, T. d’Almeida and R. Maisonnny, « High power electron diode for linear induction accelerator at a flash radiographic facility », Phys. Rev. Accel. Beams, 21, 7, 070401, 2018
- [73] « LSP is a software product of Orbital ATK »
- [74] E. P. Lee, R. K. Cooper, « General envelope equation for cylindrically symmetric charged-particle beams », *Part. Accel.*, vol. 7, pp. 83-95, 1976
- [75] C. Thoma et al., « Three-dimensional time-domain particle-in-cell calculations of impedances and centroid deflections in a linear-accelerator cell », Phys. Rev. Accel. Beams 26, 014602, 2023
- [76] C. D. Child, « Discharge from hot CaO », Phys. Rev. 32, 492, 1911
- [77] I. Langmuir, « The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum », Phys. Rev., 2, 450, 1913
- [78] H. R. Jory, A.W. Trivelpiece, « Exact relativistic solution for the one-dimensional diode », J. Appl. Phys. 40, 3924, 1969
- [79] Y. Y. Lau, D. Chemin, D. G. Colombant, P. T. Ho, « Quantum Extension of Child-Langmuir Law », Phys. Rev.Lett. 66, 1446, 1991
- [80] Y. Y. Lau, « Simple Theory for the Two-Dimensional Child-Langmuir Law », Phys. Rev. Lett. 87, 278301, 2001
- [81] J.W. Luginsland, Y. Y. Lau, R. M. Gilgenbach, « Two-Dimensional Child-Langmuir Law », Phys. Rev. Lett. 77, 4668, 1996
- [82] O. Buneman, « Dissipation of currents in ionized media », Phys. Rev., 115, 503-517, 1959
- [83] J.M. Dawson, « One-dimensional plasma model, Phys. Fluids, 5, 445-459, 1962
- [84] C.K. Birdsall, A.B. Langdon, « Plasma Physics Via Computer Simulation », edited by S. Rao and M. Eichenberg, McGraw-Hill, New York, 1985
- [85] B. B. Godfrey, « Numerical Cherenkov instabilities in electromagnetic particle codes », Journal of Computational Physics, 15, 4, pp. 504-521, 1974
- [86] B. B. Godfrey, « Canonical momenta and numerical instabilities in particle codes », Journal of Computational Physics, 19, 1, pp.58-76, 1975
- [87] P. Lapostolle, « Quelques propriétés essentielles des effets de la charge d'espace dans des faisceaux continus », CERN internal report, CERN/ISR/DI/70-36, 1975
- [88] F. J. Sacherer, « RMS Envelope Equation with Space Charge », IEEE Trans. Nucl. Sci., 18, 1105, 1971
- [89] J. D. Lawson, « The Physics of Charged-Particle Beams », Oxford Clarendon, 1977
- [90] C. Ekdahl, « Non-invasive measurement of electron beam size with diamagnetic loops », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, 17, pp. 2909-2914, 2001
- [91] T.C. Genoni et al, « Improved envelope and centroid equations for high current beams », in AIP Conf. Proc., 2002
- [92] T. P. Hughes, C. B. Mostrom , T. C. Genoni et C. Thoma, « LAMDA user's manual and reference », V. S. Report, 2007
- [93] Y.-J. Chen, « Control of transverse motion caused by chromatic aberration and misalignments in linear accelerators », Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A, vol. 398, pp. 139 - 146, 1997
- [94] C. Ekdahl, « Electron-Beam Corkscrew Motion in an Advanced Linear Induction Accelerator,» IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 49, n°111, 2021.

- [95] Y.-J. Chen, « Transverse beam instability in a compact dielectric wall induction accelerator », Proc. 21st Particle Accel. Conf., Knoxville, TN, USA, 2005
- [96] Y.-J. Chen, « Beam control on the ETA-II linear induction accelerator », Linear Accel. Conf. (LINAC), Ottawa, ON, CA, 1992
- [97] J. LeDuff, « Beam Break Up », Proc. CERN Accelerator School, Advanced Accelerator Physics, CERN 03-87, Berlin, 1985
- [98] Y. Chen, M. Rieser, « Radial focusing in a linear induction accelerator gap », Journal of Applied Physics, vol. 65, 1989
- [99] O. Mouton, « Améliorations de TRAJENV dans la version 3.8 », 2015
- [100] <https://www.3ds.com/fr/produits-et-services/simulia/produits/cst-studio-suite/>
- [101] A. Piquemal et O. Mouton, « Modélisation du transport d'un faisceau non-accélééré de particules chargées dans une chaîne de solénoïdes et de déviateurs magnétiques », Rapport CEA, 2001
- [102] « <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag-web/#declination>, » [En ligne]
- [103] P. Eyharts et al., « Beam transport and characterization on AIRIX prototype at CESTA », IEEE 1998
- [104] D. Villate et al., « AIRIX alignment and high current beam diagnostics », Proceedings of Part. Acc. Conf., 1995
- [105] CEA DAM, « Revue CHOCS : Faisceaux d'électrons »
- [106] J.S. Jacob et al., « FXR LIA Optimization Time-resolved OTR Emittance Measurement », LLNL Report, UCRL-TR-214037, 2005
- [107] <https://www.princetoninstruments.com/>
- [108] A. Compant, « Ion emission at the target of the radiographic devices PIVAIR and AIRIX », Journal of Physics, 2007
- [109] J. A. Nelder, R. Mead., « A simplex method for function minimization », Computer Journal, 7, pp. 308–313, 1965
- [110] D. Guilhem, « Instabilité de beam break up dans les accélérateurs à induction », thèse soutenue à Paris 6, 1997
- [111] J. Bardy, E. Alozy, A. Roques, « Impédances transverses des cellules accélératrices PIVAIR », Rapport CEA, 1996