

Synthèse du doctorat : Influence des paramètres du laser sur la dynamique des paquets courts d'électrons relativistes dans des accélérateurs linéaires basés sur des canons RF et développement de diagnostics associés

Thomas Vinatier

23 Septembre 2015

1 Introduction

Les paquets courts d'électrons relativistes sont de nos jours requis pour de nombreuses applications dans des domaines variés, principalement en chimie et en physique, ce qui leur confèrent un grand intérêt.

Les futures sources de lumières, appelées sources de quatrième génération, sont un premier exemple important. Elles sont basées sur des lasers à électrons libres et requièrent des faisceaux d'électrons avec une longueur rms de 100 fs ou inférieure. Ces sources doivent permettre d'atteindre, entre autres, deux objectifs. Tout d'abord, elles doivent permettre de générer des impulsions ultra-courtes de rayons X (durée de quelques femtosecondes). Ensuite, elles doivent aussi permettre d'augmenter la brillance moyenne du rayonnement généré¹, un facteur 10000 étant attendu par rapport aux sources de troisième génération comme le synchrotron SOLEIL par exemple. Cependant, ce n'est pas la seule solution envisagée pour augmenter la brillance du rayonnement. En effet, les anneaux de stockages à la limite de diffraction serait capable de délivrer une brillance entre 100 et 1000 fois plus élevé que celle délivrée par les sources de troisième génération.

Toujours dans le domaine de la génération de rayonnement, les paquets courts d'électrons devraient permettre de combler le manque actuel de sources intenses de rayonnement dans le domaine de fréquence autour du TéraHertz. Cela serait possible grâce à l'émission cohérente de rayonnement synchrotron. En effet, l'émission de rayonnement synchrotron à une longueur d'onde significativement plus grande que la longueur du faisceau d'électrons se fait en phase, et donc de manière cohérente, entre les différents électrons constituant le faisceau. Cela permet de multiplier l'intensité du rayonnement émis, par rapport à un rayonnement incohérent, par le nombre d'électrons du faisceau (typiquement 10^8 à 10^{10}). Un TéraHertz correspond à une longueur d'onde de $300 \mu\text{m}$. L'injection de paquets d'électrons relativistes ayant une longueur rms autour de 100 fs, correspondant à $30 \mu\text{m}$, dans une structure magnétique (dipôle, onduteur ...) adaptée pour que le rayonnement synchrotron émis soit centré autour du TéraHertz² devrait permettre de produire une source intense dans le domaine du TéraHertz. De plus, quand un faisceau d'électrons longitudinalement modulé composé de paquets courts est utilisé, la fréquence

1. La brillance du rayonnement est définie comme le nombre de photons émis par seconde par mm^2 par mrad^2 et dans 0.1% de bande passante en fréquence ν autour d'une fréquence centrale ν_0 , cette dernière partie signifiant que pour déterminer la brillance du rayonnement il faut compter tous les photons tels $\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} < 0.1\%$.

2. Ce qui n'est pas du tout le cas dans les sources de lumières actuelles.

du rayonnement émis est accordable via une modification de la modulation longitudinale du faisceau.

Les techniques d'imagerie, qui visent à observer les phénomènes ultra-rapides dans la matière (c'est-à-dire sur une échelle de temps significativement inférieure à la picoseconde), sont une autre application importante pour les paquets courts d'électrons. Par exemple, dans le phénomène de radiolyse pulsée, les paquets courts d'électrons permettent d'étudier les espèces transitoires créées durant les réactions chimiques, qui ont fréquemment des temps de vie inférieurs à la picoseconde. Cela permet une meilleure compréhension des processus impliqués dans une réaction chimique. Par exemple, l'installation REGAE (Relativistic Electron Gun for Atomic Exploration) à Hambourg est utilisée pour produire des paquets courts (< 100 fs rms) d'électrons, de basse énergie (< 5 MeV) et faiblement chargés (aussi bas que 10 fC), dans le but d'étudier la dynamique atomique à l'échelle de la femtoseconde.

La production de puissance RF est également une question importante où les paquets courts d'électrons sont appelés à jouer un rôle important. Par exemple, le projet CLIC pour le prochain grand collisionneur linéaire électron/positron est basé sur un système innovant à deux faisceaux. Dans ce projet, les cavités accélératrices à 30 GHz à fort gradient (80 MV/m) de l'accélérateur principal seraient alimentées par la puissance RF créée durant la décélération de paquets d'électrons courts (longueur rms entre 2 ps et 3 ps) fortement chargés (entre 10 nC et 20 nC) dans une structure décélétratrice à 30 GHz placée en parallèle de l'accélérateur principal.

Finalement certains schémas d'accélération laser/plasma, actuellement largement étudié pour générer des paquets d'électrons très énergétiques sur des distances d'accélération très courtes, nécessitent l'usage de paquets courts d'électrons. L'un des schémas étudiés consiste à injecter un paquet d'électron dans une onde avec un fort champ accélérateur (possiblement supérieur au GV/m) et une courte longueur d'onde (inférieure à $100 \mu\text{m}$), qui aura été préalablement créée dans le plasma par l'interaction du plasma avec un laser intense. Le paquet d'électrons injecté doit alors être court, c'est-à-dire avec une longueur significativement inférieure à la longueur d'onde de l'onde créée dans le plasma ($100 \mu\text{m}$ ou 333 fs). Sinon les électrons du paquet subiront des champs très différents (possiblement même de signes opposés). Cela détériorera fortement la qualité du faisceau et en particulier sa dispersion en énergie, qui est définie comme l'écart type de la distribution en énergie des électrons du faisceau.

Considérant les applications nombreuses et variées des paquets courts d'électrons, précédemment introduites, l'étude de leur génération et des diagnostics associés sont actuellement deux champs majeurs de la recherche et du développement dans le domaine de la physique des accélérateurs. Ces deux domaines constituent le champ de ma thèse, qui est divisée en trois chapitres avec trois sections principales dans chaque chapitre.

Le chapitre 1 présente tout d'abord l'état de l'art des sources de paquets d'électrons. L'état de l'art des diagnostics pour les paquets d'électrons de basse énergie (< 100 MeV) est également présenté dans ce chapitre. Finalement, les installations sur lesquelles j'ai effectué mes simulations et expériences sont introduites.

Le chapitre 2 présente les diagnostics que j'ai développés et utilisés durant ma thèse pour les paquets courts d'électrons, ainsi que les applications de ces diagnostics pour mesurer les propriétés des paquets courts d'électrons. La première section traite du développement et du test d'une méthode permettant de mesurer de très faibles charges de paquets (< 100 fC) avec un écran scintillant. La seconde section traite de la mesure de l'émittance transverse d'un paquet d'électrons de quelques MeV par les méthodes des 3 écrans et des 3 gradients, qui sont clas-

siquement utilisées pour des paquets d'électrons de haute énergie. J'ai également inclus l'effet des forces de charge d'espace dans la méthode des 3 écrans à travers l'équation d'enveloppe du faisceau. La troisième section traite de la mesure des propriétés longitudinales du paquet d'électrons. J'ai développé et testé une méthode permettant la mesure de l'énergie du paquet avec un steerer et un écran scintillant. J'ai appliqué la méthode des 3 phases, classiquement employée pour des faisceaux de haute énergie, pour mesurer la longueur rms d'un paquet d'électrons de 20 pC et de quelques MeV, descendant jusqu'à 900 fs. Finalement, je présente le développement et le test d'un diagnostic de mesure de longueur de paquet, basé sur l'émission Cherenkov, que j'ai grandement contribué à implémenter sur l'accélérateur PHIL au LAL.

Le chapitre 3 traite des trois méthodes utilisées actuellement pour générer des paquets courts d'électrons. La première section concerne l'utilisation d'une impulsion laser courte dans un canon RF. A partir du modèle de K. J. Kim, j'ai tout d'abord développé et testé un modèle analytique décrivant la dynamique du faisceau dans un canon RF avec une simple matrice de transfert. J'ai également réalisé des simulations pour étudier les propriétés du faisceau atteignables par cette méthode. J'ai finalement étudié la possibilité de générer un faisceau d'électrons longitudinalement modulé composé de paquets courts par cette méthode. La deuxième section traite de la compression longitudinale d'un faisceau d'électrons dans une structure magnétique. J'ai réalisé des simulations pour étudier l'impact du rayonnement synchrotron émis par le faisceau sur ses propriétés. Mon principal travail dans cette section a été d'étudier la possibilité de compresser un faisceau d'électrons longitudinalement modulé dans une structure magnétique sans détruire cette modulation. La troisième section traite de la compression d'un paquet d'électrons par velocity bunching dans une structure accélératrice. A partir du modèle de P. Piot, j'ai tout d'abord développé et testé un modèle analytique décrivant ce phénomène dans une structure accélératrice à onde progressive. Finalement, j'ai réalisé des simulations sur l'installation SPARC pour étudier les propriétés du paquet atteignables avec deux schémas différents de velocity bunching.

2 Les installations mises en jeu dans ma thèse

2.1 L'accélérateur PHIL au LAL

L'accélérateur PHIL est un banc de test pour les canons RF à 3 GHz situé au LAL. Son objectif principal est de tester et caractériser de nouveaux canons RF pour obtenir des paquets d'électrons de haute brillance, c'est-à-dire très denses et faiblement divergents. Un schéma de PHIL, avec les principaux éléments et diagnostics le composant, est présenté sur la Fig. 1.

Le faisceau d'électrons est généré par l'impact d'une impulsion laser 3D gaussienne sur une photocathode et accéléré jusqu'à une énergie entre 2 MeV et 5 MeV dans des cavités accélératrices RF situées immédiatement après cette photocathode. Ce type de source de paquets d'électrons est appelée un canon RF.

Les deux ICT (Integrated Current Transformer) et la coupe de Faraday sont utilisés pour mesurer la charge des paquets. Les deux steerers sont utilisés pour modifier et corriger la trajectoire du faisceau de ses désalignements transverses, grâce à un champ magnétique transverse. Trois solénoïdes sont insérés le long de la ligne : B1, B3 et B5. Ils sont utilisés pour, focaliser transversalement le faisceau et ainsi le transporter sans pertes. Les 3 écrans YAG (YAG1, YAG2 et YAG3) de la ligne directe servent à produire des images du faisceau dans le plan transverse à sa propagation afin de mesurer sa taille. Le détecteur Cherenkov est utilisé pour mesurer la longueur du faisceau grâce à une caméra à balayage de fente. Le dipôle permet de mesurer l'énergie et la dispersion en énergie du faisceau grâce à l'écran YAG et au système de fentes.

Enfin, une fenêtre en aluminium de $18\mu\text{m}$ d'épaisseur permet de laisser passer le faisceau en vout de ligne et de l'utiliser pour réaliser des expériences à l'air libre.

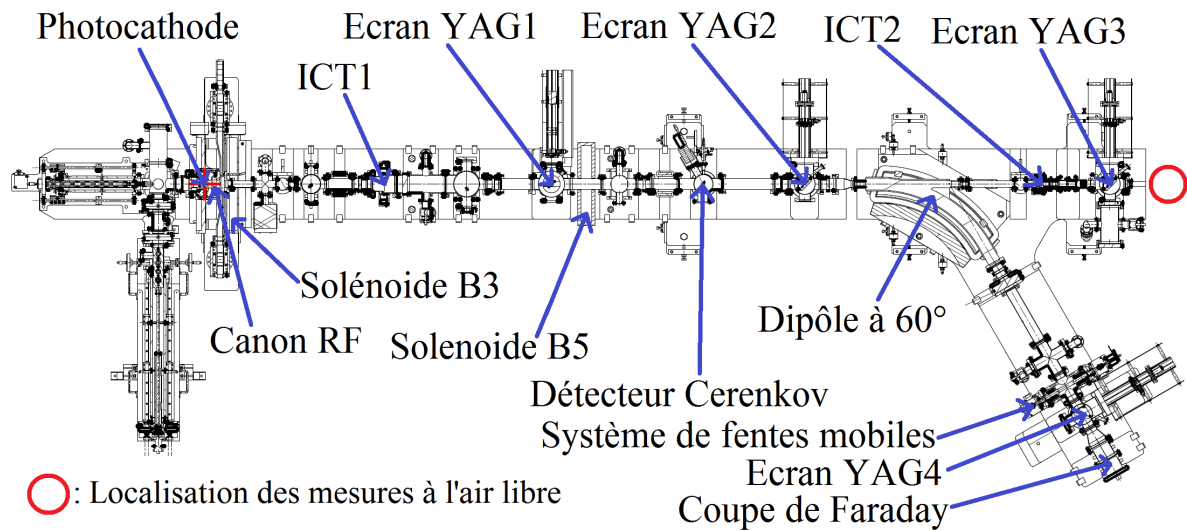


FIGURE 1 – Schéma de l'accélérateur PHIL au LAL avec le canon RF PHIN.

2.2 L'accélérateur PITZ à DESY (Zeuthen)

L'accélérateur PITZ est un banc de test pour les canons RF à 1.3 GHz situé à DESY en Allemagne (Zeuthen). Il a par exemple conditionné et caractériser plusieurs canons RF pour les projets FLASH et XFEL, et également atteint une valeur record de $1\pi\text{.mm.mrad}$ pour l'émittance transverse rms normalisée d'un paquet d'électrons de 1 nC. La Fig. 2 présente un schéma de la première partie de PITZ avec les éléments que j'ai utilisés durant mes expériences et simulations.

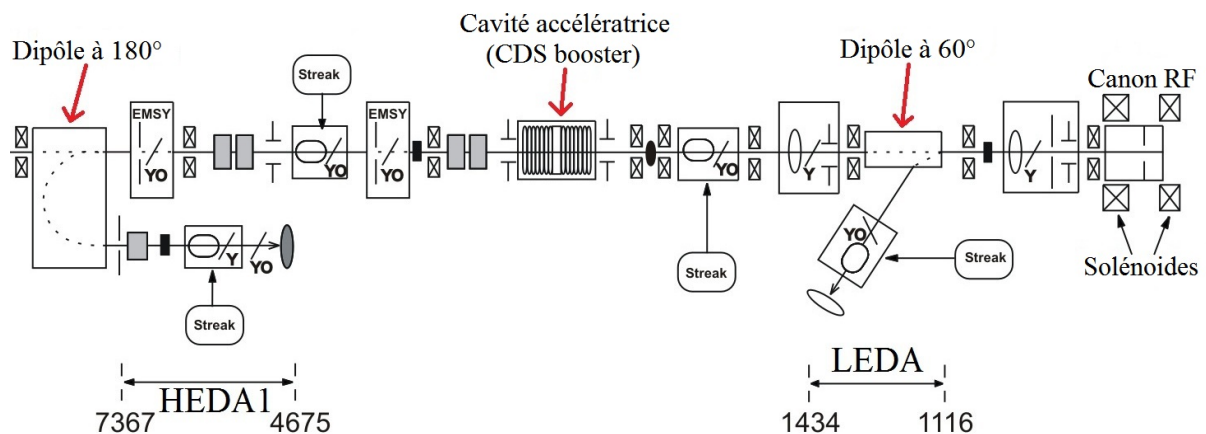


FIGURE 2 – Schéma de la première partie de l'accélérateur PITZ à DESY (Zeuthen).

L'impulsion laser injectée dans le canon RF à PITZ présente la particularité que son profil temporel est ajustable avec de nombreuses possibilités entre un profil gaussien de 0.85 ps rms et un profil flat-top de 24 ps FWHM avec des temps de montée et descente de 2 ps. Un profil modulé temporellement peut également être créé.

Le dipôle à 60° est utilisé pour mesurer l'énergie moyenne et la dispersion en énergie du

faisceau grâce à la station LEDA. Le booster CDS permet d'augmenter l'énergie du faisceau de 6.3 MeV en sortie du canon jusqu'à 22 MeV. Enfin, le dipôle à 180° est utilisé pour mesurer l'énergie et la dispersion en énergie du faisceau après le booster CDS grâce à la station HEDA1.

2.3 L'accélérateur SPARC à l'INFN (Frascati)

L'accélérateur SPARC (Source Pulsée Auto-amplifiée de Rayonnement Cohérent) est basé à l'INFN de Frascati en Italie. Son but principal est le développement d'une source de rayons X de quatrième génération basée sur un laser à électrons libres opérant en régime auto-amplifié. La Fig. 3 présente un schéma simplifié de la première partie de SPARC, où les éléments qui m'ont intéressés dans mon étude sont indiqués.

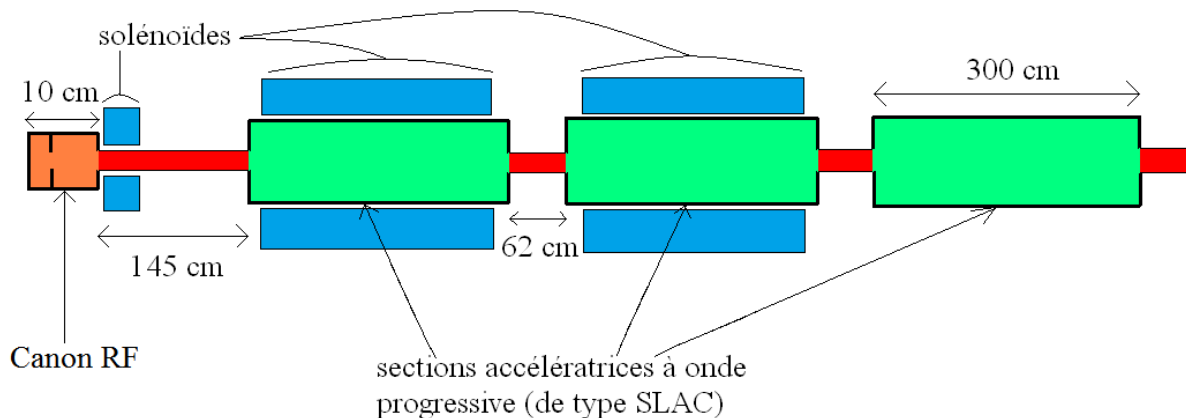


FIGURE 3 – Schéma simplifié de la première partie de SPARC.

Le canon RF de SPARC opère à une fréquence de 2856 MHz et permet de générer des paquets de 250 pC et 6 MeV dans son mode standard de fonctionnement. Il est suivi par trois sections accélératrices de type SLAC de 3 m de long, opérant également à une fréquence de 2856 MHz, qui permettent d'augmenter l'énergie du faisceau jusqu'à 170 MeV dans le mode d'accélération maximale. Des solénoïdes sont localisés en sortie du canon RF et autour des deux premières sections accélératrices pour focaliser transversalement le faisceau et réaliser le processus de compensation d'émittance.

3 Diagnostics faisceau

Les diagnostics faisceau constituent un ingrédient essentiel pour tous les types d'accélérateurs, puisqu'ils sont employés pour mesurer les propriétés et le comportement du faisceau. Ces mesures ont plusieurs buts. Elles sont utilisées pour évaluer les caractéristiques du faisceau délivré par l'accélérateur. Ils sont également utilisés pour détecter des dysfonctionnements de l'accélérateur, à savoir l'origine et la localisation de ces dysfonctionnements, et ils aident à les résoudre. Finalement, ils peuvent aussi être utilisés pour réaliser en direct des modifications de certaines propriétés du faisceau via un système de rétroaction. Dans ce type de système, la mesure du faisceau réalisée par le diagnostic est une donnée d'entrée pour un autre appareil qui va agir sur le faisceau pour modifier ses propriétés.

L'objectif de ma thèse est de développer et d'utiliser principalement des méthodes simples, à la fois des points de vues théoriques et technologiques, pour mesurer les propriétés de faisceaux d'électrons de basse énergie et de longueur rms inférieure à quelques picosecondes (donc dominés par les effets de la force de charge d'espace).

3.1 Mesure de faible charge avec un écran scintillant

Le besoin de mesurer de faibles charges, c'est-à-dire proche de ou inférieure à 1 pC, est particulièrement fort dans le domaine des paquets courts d'électrons. En effet les paquets courts sont souvent faiblement chargés pour limiter l'effet des forces de charge d'espace, qui peuvent détériorer les propriétés du faisceau et notamment sa longueur.

Cette mesure est difficile sur un accélérateur car les diagnostics classiques, ICT et coupe de Faraday, ont une résolution limitée à quelques pC à cause du bruit électronique. Une manière simple et peu coûteuse d'effectuer cette mesure est d'utiliser la relation linéaire existant, avant le régime de saturation, entre la charge incidente sur un écran scintillant (YAG ou LANEX par exemple) et l'intensité lumineuse émise en réponse par cet écran. Le principe est de calibrer l'écran scintillant à forte charge (> 5 pC) avec un diagnostic classique et d'effectuer un fit linéaire sur ces données de calibration. L'extrapolation de ce fit permet par la suite de mesurer une plus faible charge (< 1 pC) avec l'écran scintillant seul.

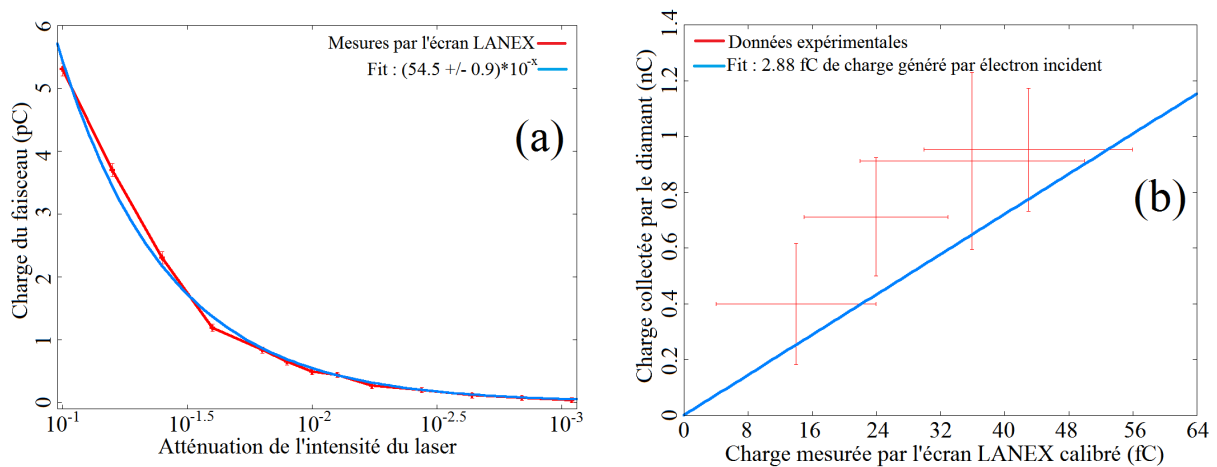


FIGURE 4 – Mesure de faible charge de paquets avec un écran LANEX comparée avec la prédiction théorique venant de l'énergie de l'impulsion laser générant le faisceau (a) et avec les mesures provenant d'un capteur diamant (b). Energie du faisceau : 3.55 MeV.

Cette méthode a été testée sur l'accélérateur PHIL au LAL avec une caméra CCD standard pour imager un écran LANEX situé après la fenêtre de sortie à l'air libre (voir Fig. 1). Elle a permis de mesurer des charges aussi basses que 15 fC avec une résolution de 10 fC, due aux rayons X et au bruit thermique de la CCD. Elle a été comparée avec succès à une prédiction théorique de la charge venant de l'énergie de l'impulsion laser générant le faisceau (voir Fig. 4 (a)) et à des mesures provenant d'un capteur diamant (voir Fig. 4 (b)).

3.2 Mesure d'émittance transverse avec les méthodes des 3 écrans et des 3 gradients

Les méthodes des 3 écrans et des 3 gradients sont des méthodes multiparamétriques qui sont utilisées pour mesurer l'émittance transverse d'un faisceau d'électrons à partir de la mesure d'une grandeur plus accessible, à savoir les dimensions transverses du faisceau qui peuvent être mesurées avec un écran scintillant. Dans le cas de la méthode des 3 écrans, les dimensions doivent être mesurées en au moins 3 points différents de la ligne de transport dans les mêmes conditions de focalisation. Dans le cas de la méthode des 3 gradients, elles sont mesurées en un point unique de la ligne de transport mais pour au moins 3 conditions différentes de focalisation.

Elles sont classiquement employées à haute énergie, mais je les ai appliquées dans ma thèse à des faisceaux de quelques MeV générés par un canon RF.

Les mesures réalisées à PHIL ont montré que la méthode des 3 gradients, appliquée avec un solénoïde, est bien adaptée pour mesurer l'émittance transverse rms d'un faisceau de 100 pC et quelques MeV généré par un canon RF, malgré le fait qu'elle n'inclue pas la force de charge d'espace. En effet, comme montré sur la Fig. 5 (a), l'écart avec les simulations ASTRA est inférieur à 50% au-dessus de 3 MeV et devient inférieur à 20% au-dessus de 3.6 MeV. La méthode des 3 écrans classique, sans inclusion des forces de charge d'espace et avec un pur espace de glissement entre les 3 écrans, est totalement inadaptée pour mesurer l'émittance transverse d'un faisceau de 100 pC et quelques MeV sur PHIL, l'écart avec les simulations ASTRA étant typiquement de 900% (facteur 10). J'ai donc développé une méthode des 3 écrans évoluée permettant d'inclure les forces de charge d'espace, en assumant une distribution de charge 3D gaussienne pour le faisceau, via le formalisme de l'équation d'enveloppe. Cette méthode consiste à résoudre l'équation d'enveloppe pour différentes valeurs de l'émittance transverse et à conserver celle qui permet d'ajuster au mieux les dimensions mesurées. Cette méthode permet une grande amélioration par rapport à la méthode classique, l'écart avec les simulations ASTRA tombant à 65% à 135 pC et 4.5 MeV (voir Fig. 5 (b)).

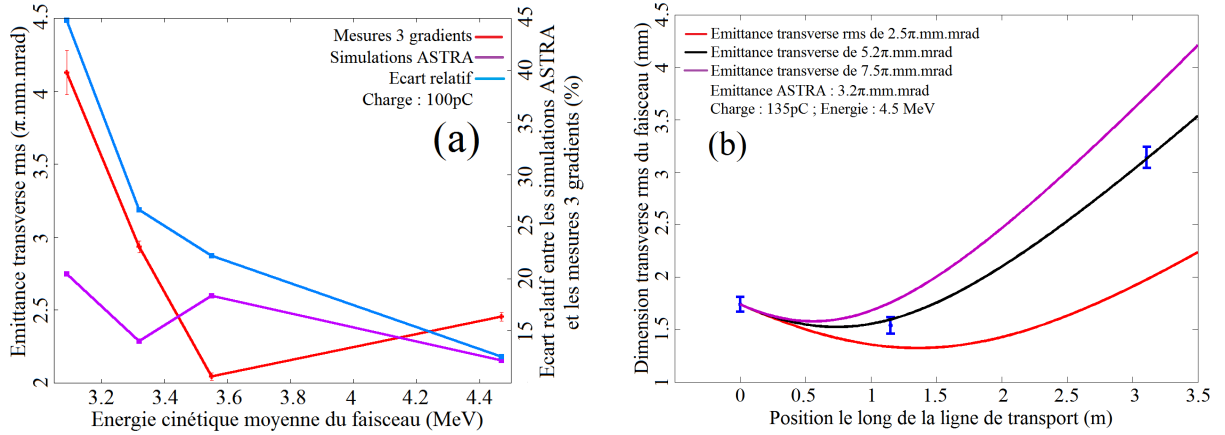


FIGURE 5 – (a) : Mesures d'émittances sur PHIL avec la méthode des 3 gradients, comparées avec les prédictions des simulations ASTRA, en fonction de l'énergie du faisceau. (b) : Mesure d'émittance par la méthode des 3 écrans, basée sur l'équation d'enveloppe, incluant la force de charge d'espace.

3.3 Mesure d'énergie moyenne avec un steerer et un écran scintillant

J'ai développé une méthode pour mesurer l'énergie moyenne d'un faisceau à travers la mesure du déplacement transverse du barycentre de ce faisceau, sur un écran scintillant, induit par une modification du champ magnétique d'un steerer situé en amont de cet écran (voir Fig. 6 (a)). Les résultats provenant de cette méthode ont été comparés avec ceux provenant de spectres en énergie du faisceau mesurés avec le dipôle à PHIL. L'accord s'est révélé toujours très satisfaisant. L'écart est par exemple de seulement 0.07% pour l'exemple de la Fig. 6 (b). J'ai également démontré que cette méthode peut être utilisée avec seulement deux mesures de la position du faisceau aux extrémités de l'écran scintillant sans perte de précision, ce qui la rend très rapide et donc une bonne alternative à l'emploi plus coûteux d'un dipôle si seule la connaissance de l'énergie moyenne est recherchée.

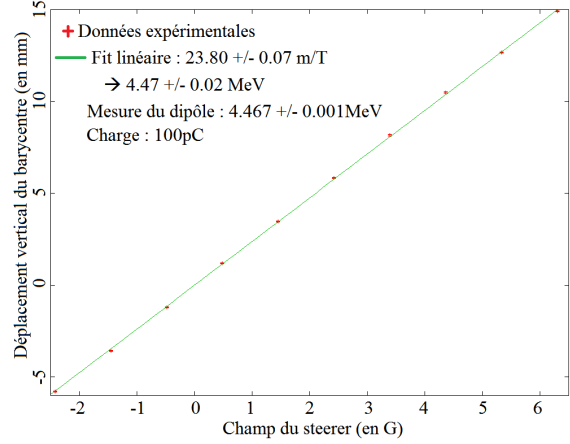
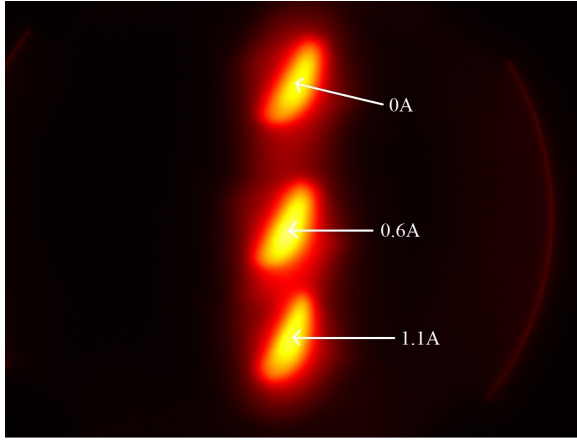


FIGURE 6 – (a) : Déplacement du barycentre du faisceau sur un écran scintillant pour différents courants injectés dans un steerer en amont. (b) : Mesure d'énergie par variation du champ du steerer et mesure du déplacement transverse subséquent du barycentre du faisceau.

3.4 Mesure de longueur par la méthode des 3 phases

La méthode des 3 phases est une méthode multiparamétrique qui est utilisée pour mesurer la longueur d'un faisceau d'électrons à partir de la mesure d'une grandeur plus accessible, à savoir sa dispersion en énergie qui peut être mesurée avec un dipôle. Cette méthode nécessite la mesure de la dispersion en énergie pour au moins 3 valeurs différentes de la phase RF d'une section accélératrice située en amont de l'élément mesurant la dispersion. Elle est classiquement employée à haute énergie, mais je l'ai appliquée dans ma thèse à des faisceaux de quelques MeV générés par un canon RF ce qui n'est pas standard.

Profil du laser	Phase RF du canon	Simulations ASTRA (ps rms)	Résultats 3-phases (ps rms)
Flat-top long	-20°	7.67	7.5 +/- 0.2
Flat-top long	0°	5.85	6.0 +/- 0.2
Flat-top long	+20°	3.95	4.1 +/- 0.1
Flat-top court	-15°	2.37	2.2 +/- 0.1
Flat-top court	0°	2.06	1.8 +/- 0.1
Flat-top court	+20°	1.81	1.5 +/- 0.1

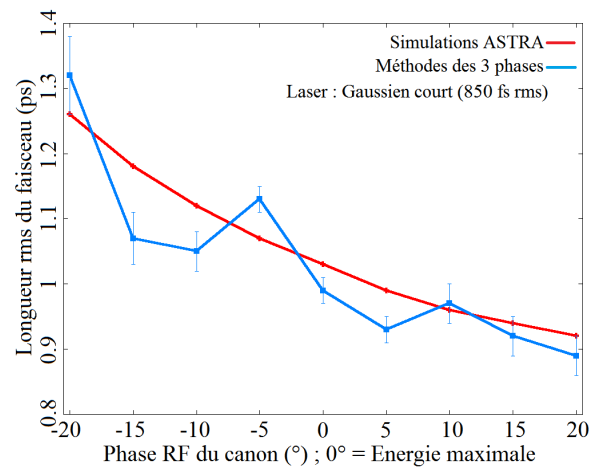


FIGURE 7 – Mesure par la méthode des 3 phases avec le booster CDS de PITZ de la longueur rms du faisceau, comparée avec les simulations ASTRA, pour différents profils temporels de laser générant le faisceau et différentes phases RF du canon.

J'ai appliqué cette méthode sur l'accélérateur PITZ, avec le booster CDS, pour un faisceau de 20 pC ayant une énergie autour de 6.2 MeV en sortie du canon RF. J'ai fait ces mesures, regroupées dans la Fig. 7, pour différents profils temporels de laser générant le faisceau et pour différentes phases RF du canon à chaque fois, ce qui permet de varier la longueur du faisceau

qui va être mesurée à l'entrée du booster CDS. Les résultats de la Fig. 7 prouvent que la méthode des 3 phases, du fait de son aspect peu coûteux et technologiquement simple, est une bonne alternative aux méthodes classiques de mesures de longueur de faisceau en sortie d'un canon RF, qui sont plus coûteuses et technologiquement compliquées à implémenter (DéTECTEUR Cherenkov, Cavité déFLÉCTRICE transverse, etc.). En effet, l'écart avec les simulations ASTRA est inférieur à 15% dans les conditions testées. C'est également vrai dans le domaine sub-picoseconde, puisqu'une longueur rms de 900 fs a été mesurée avec une précision meilleure que 5% (voir Fig. 7).

3.5 Mesure de longueur avec un détecteur Cherenkov

J'ai grandement contribué au développement et au commissioning sur PHIL d'un diagnostic de longueur de faisceau, basé sur l'effet Cherenkov, dont le principe simplifié est présenté sur la Fig. 8. J'ai tout particulièrement établi les conditions de transport du faisceau d'électrons qui permettent de maximiser l'intensité du rayonnement Cherenkov extrait de la ligne faisceau de PHIL et son transport jusqu'à l'entrée de la caméra à balayage de fente. J'ai aussi participé au développement de la ligne optique entre le cristal de saphir et la caméra à balayage de fente, en sélectionnant un nouveau type de miroir diélectrique qui a amené un gain proche de 50 sur le signal à l'entrée de la caméra à l'entrée de la caméra à balayage de fente, rendant ainsi possible la mesure. J'ai enfin réalisé les premières mesures avec ce diagnostic sur PHIL, qui ont données des résultats beaucoup plus élevés que ceux des simulations ASTRA (typiquement 10.5 ps rms contre 2.2 ps). Ce grand écart n'est toujours pas compris, et plusieurs hypothèses sont actuellement à l'étude pour l'expliquer. L'expérience acquise sur PHIL sera très précieuse pour installer le même type de diagnostic sur THOMX au LAL. En particulier, la caméra à balayage de fente sera exactement la même.

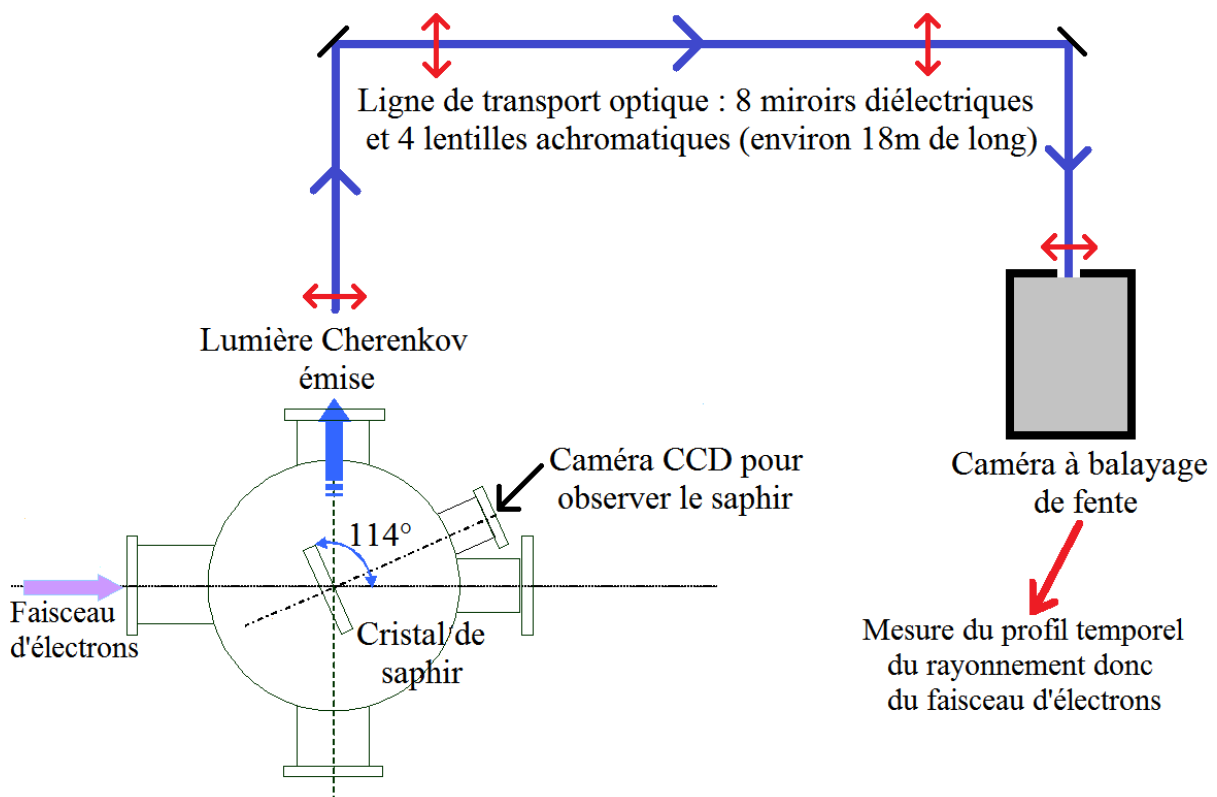


FIGURE 8 – Schéma et principe de fonctionnement du détecteur Cherenkov de PHIL.

4 Modélisation de la génération de paquets courts

Durant ma thèse j'ai effectué des simulations avec les codes de calcul ASTRA, PARMELA et CSRTrack afin d'étudier les performances atteignables en termes de longueur rms et d'émission transverse de faisceau par les 3 méthodes actuellement employées pour générer des paquets courts d'électrons. La première consiste à créer le paquet court dès la source en injectant directement une impulsion laser femtoseconde dans un canon RF, puisque la longueur du paquet à son émission par la photocathode reproduit celle de l'impulsion laser. La seconde est la compression dans une structure magnétique. Elle consiste à utiliser une corrélation énergie/temps du paquet d'électrons, le plus souvent créée par une section accélératrice, pour faire en sorte que les électrons situés à l'arrière du paquet aient un temps de parcours plus court dans la structure magnétique que ceux situés à l'avant, ce qui résultera en une compression du paquet. La troisième est la compression dans une structure accélératrice RF, aussi appelée velocity bunching. Elle consiste à faire subir au paquet une accélération différentielle entre sa tête et sa queue dans la section, ce qui va créer un gradient de vitesse le long du paquet permettant ainsi sa compression. Il est à noter que cette méthode ne fonctionne pas pour les paquets ultra-relativistes, typiquement au-delà de 20 MeV, car les différences de vitesses créées par accélération différentielle deviennent alors négligeables.

Durant ma thèse, j'ai également développé deux modèles analytiques qui traitent de la dynamique longitudinale des paquets d'électrons. Le premier est un modèle de la dynamique des paquets dans un canon RF via une simple matrice de transfert longitudinale. Le second est un modèle du phénomène de velocity bunching, dans une section accélératrice à onde stationnaire, qui fournit l'évolution de l'énergie et de la longueur du paquet tout le long de la section accélératrice.

4.1 Modèles analytiques

Matrice de transfert longitudinale d'un canon RF

Les équations du mouvement d'un électron unique dans un canon RF sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \Phi(z) = \Phi_0 + k \int_0^z \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) dz \\ \frac{d\gamma}{dz} = \alpha k (\sin(\Phi(z)) + \sin(\Phi(z) + 2kz)) \end{cases}$$

, où $\Phi(z)$ est la phase de l'électron, Φ_0 est la phase à l'origine ou phase RF du canon, k est le vecteur d'onde du champ accélérateur et $\gamma = 1 + \frac{E_c}{m_e c^2}$ avec E_c l'énergie cinétique de l'électron, m_e sa masse et c la vitesse de la lumière dans le vide. On a également $\alpha = \frac{e E_m}{2 m_e c^2 k}$, où e est la charge élémentaire et E_m est le champ accélérateur crête dans le canon RF.

La difficulté pour résoudre ces équations dans un canon RF est de prendre en compte la variation de vitesse de l'électron de quasiment zéro jusqu'à quasiment c entre son émission par la cathode et la sortie du canon RF. Pour ce faire, j'ai séparé le canon RF en deux zones et résolu séparément les équations dans ces deux zones. Dans la première zone, proche de la cathode, j'ai approximé que le champ accélérateur subit par l'électron est purement électrostatique. Dans la deuxième zone, plus loin de la photocathode, j'ai approximé que l'électron est ultra-relativiste et que sa vitesse est strictement égale à c . Cela permet d'obtenir les solutions suivantes pour $\Phi(z)$ et $E_c(z)$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(z) = \Phi_0 + \frac{1}{2\alpha \sin(\Phi_0)} \left(\sqrt{(\gamma_0 + 2\alpha k \sin(\Phi_0)z)^2 - 1} - 2\alpha k \sin(\Phi_0)z - \gamma_0 + 1 \right) \\ E_c(z) = (\gamma_0 - 1)m_e c^2 + \alpha m_e c^2 \left(k \sin(\Phi(z))z + \frac{1}{2}(\cos(\Phi(z)) - \cos(\Phi(z) + 2kz)) \right) \end{array} \right.$$

Une simple différentiation de ces expressions en sortie du canon par rapport à Φ_0 et γ_0 permet d'obtenir la matrice de transfert du canon RF dans le plan $(\Delta E_c; \Delta t)$, où ΔE_c et Δt représentent respectivement les écarts en énergie cinétique et en temps de l'électron par rapport à l'électron moyen du faisceau :

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\cos(\Phi_0)}{2\alpha \sin^2(\Phi_0)} & 0 \\ 2\pi f m_e c^2 \left(\alpha k L \cos(\Phi_f) - \frac{\alpha}{2} \sin(\Phi_f) + \frac{\alpha}{2} \sin(\Phi_f + 2kL) \right) \left(1 - \frac{\cos(\Phi_0)}{2\alpha \sin^2(\Phi_0)} \right) & 1 \end{pmatrix}$$

, où $\Phi_f = \Phi(L)$ avec L la longueur du canon.

Ce modèle a prouvé être très précis pour la prédiction de l'évolution de l'énergie moyenne du faisceau en fonction de la phase RF du canon. En effet, comme montré sur la Fig. 9, l'écart relatif avec des mesures expérimentales réalisées sur PITZ reste inférieur à 2% dans une gamme de $\pm 20^\circ$ autour de la phase RF du canon maximisant l'énergie du faisceau. Pour un canon RF à 1.3 GHz, la longueur mécanique L du canon doit être augmentée dans le modèle par rapport à la longueur réelle pour atteindre cette précision.

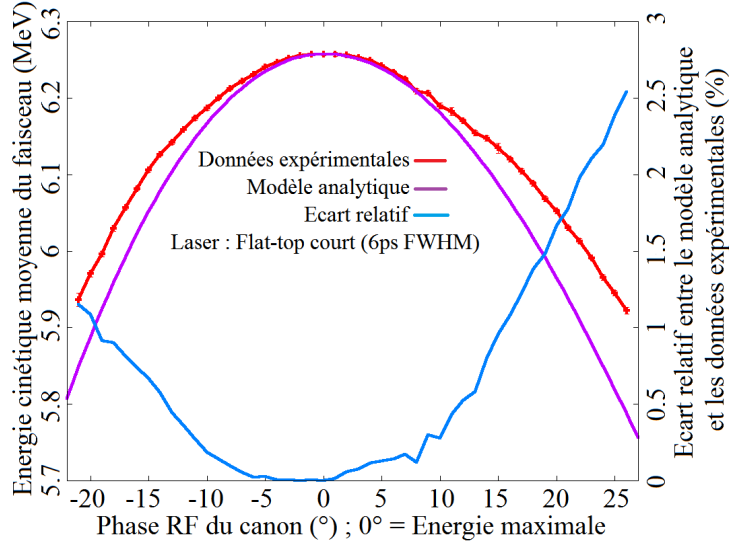


FIGURE 9 – Comparaison de l'évolution de l'énergie moyenne du faisceau, en fonction de la phase RF du canon, prédite par le modèle analytique et celle mesurée expérimentalement à PITZ.

Le modèle a également été testé sur l'aspect temporel en appliquant la méthode des 3 phases directement sur le canon RF, ce qui doit théoriquement conduire à retrouver la durée de l'impulsion laser générant le faisceau, et s'est montré précis sur cet aspect. Les mesures effectuées sur PITZ, pour différents profils temporels de l'impulsion laser, montrent en effet un écart inférieur à 30% à 6.2 MeV. Les mesures réalisées à PHIL, en fonction de l'énergie de sortie du faisceau, montrent un parfait accord à 5 MeV et un écart montant à 38% à 3 MeV à cause de

l'effet croissant des forces de charge d'espace, non prises en compte dans le modèle. A l'inverse, le modèle s'est révélé inadapté en l'état pour reproduire la dispersion en énergie du faisceau proche de la phase RF du canon la minimisant, l'écart pouvant être proche de 100%. Loin de cette zone, l'écart avec les mesures décroît et peut être inférieur à 20%. Cette limitation vient du fait que le modèle a été établi à partir des équations du mouvement d'un électron unique. Il ne prend donc pas correctement en compte l'aspect distribution du faisceau et prédit une dispersion en énergie minimale nulle.

Modèle du phénomène de velocity bunching dans une section accélératrice à onde progressive

Les équations du mouvement d'un électron unique dans une section accélératrice à onde progressive sont données par les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\gamma}{dz} = 2\alpha k \sin(\Phi) \\ \frac{d\Phi}{dz} = k \left(\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} - 1 \right) \end{array} \right.$$

La principale difficulté pour modéliser correctement le phénomène de velocity bunching est de prendre en compte que les électrons ne sont pas encore tout à fait ultra-relativistes et vont donc glisser en phase par rapport à l'onde. Pour ce faire, j'ai considéré que les électrons ont une vitesse égale à c du point de vue de leur gain en énergie mais pas du point de vue de l'évolution de leur phase Φ . J'ai choisi de fixer cette évolution comme linéaire le long de la section, ce qui revient à considérer que la majeure partie du mouvement des électrons dans la section se fait à vitesse constante. J'obtiens alors la solution suivante des équations du mouvement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi(z) = \arccos \left(\cos(\Phi_0) + \frac{1}{4\alpha\gamma(z)} - \frac{1}{4\alpha\gamma_0} \right) \\ \gamma(z) = \gamma_0 + \frac{2\alpha k L}{\Phi_f - \Phi_0} \left(\cos(\Phi_0) - \cos \left(\Phi_0 + \frac{\Phi_f - \Phi_0}{L} z \right) \right) \end{array} \right.$$

J'ai injecté l'équation de $\gamma(z)$ dans l'équation sur $\Phi(z)$ que j'ai différenciée par rapport à Φ_0 et γ_0 pour obtenir l'évolution de la longueur du faisceau le long de la structure accélératrice :

$$\sigma_{\Phi}(z) = \frac{2\alpha\gamma(z)^2(\Phi_f - \Phi_0) \sin(\Phi_0) + (\gamma(z) - \gamma_0) + \alpha k L \left(-\sin(\Phi_0) + \left(1 - \frac{z}{L}\right) \sin \left(\Phi_0 + \frac{\Phi_f - \Phi_0}{L} z \right) \right)}{2\alpha\gamma(z)^2(\Phi_f - \Phi_0) \sin \left(\arccos \left(\cos(\Phi_0) - \frac{1}{2\alpha\gamma_0} + \frac{1}{2\alpha\gamma(z)} \right) \right)} \sigma_{\Phi_0} - \frac{2\alpha(\gamma(z)^2 - \gamma_0^2)}{4\alpha^2\gamma_0^2\gamma(z)^2 \sin \left(\arccos \left(\cos(\Phi_0) - \frac{1}{2\alpha\gamma_0} + \frac{1}{2\alpha\gamma(z)} \right) \right)} \sigma_{\gamma_0}$$

Ce modèle amène à des progrès significatifs comparé au modèle rencontré dans la littérature qui a été développé par P. Piot. Il prédit avec une précision bien meilleure que 1° la phase RF de la section accélératrice à onde stationnaire permettant la compression maximale du faisceau par velocity bunching, tandis que la précision du modèle de P. Piot est de quelques degrés. C'est important car le contrôle de la phase RF, à une précision meilleure que 1°, est un point crucial pour optimiser la compression du faisceau par velocity bunching. Le modèle développé permet aussi une bien meilleure reproduction de l'évolution de la longueur rms finale du faisceau en fonction de la phase RF de la section accélératrice à onde progressive. Cela est visible sur la Fig. 10 qui compare la longueur rms du faisceau en sortie de section pour les deux modèles

avec les prédictions des simulations PARMELA et d'une intégration numérique des équations du mouvement. Il est également visible sur la Fig. 10 que les deux modèles n'arrivent pas à reproduire quantitativement la longueur du faisceau à la phase RF de compression maximale. Cette limitation vient du fait que les modèles ont été établis à partir des équations du mouvement d'un électron unique. Ils ne prennent donc pas correctement en compte l'aspect distribution du faisceau et prédisent une longueur minimale nulle.

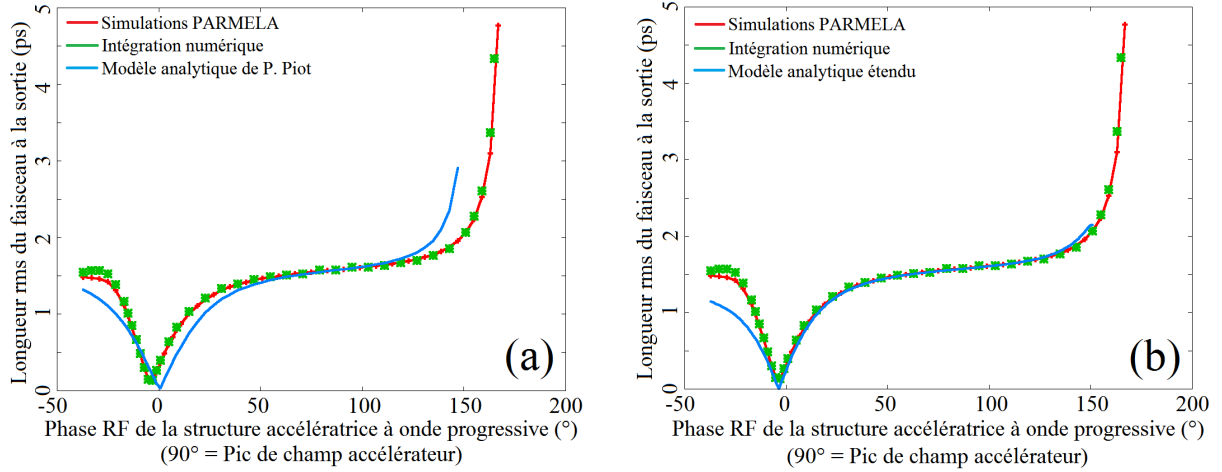


FIGURE 10 – Comparaison de la longueur rms du faisceau en sortie de section, pour le modèle de P. Piot (a) et le modèle développé durant ma thèse (b), avec les prédictions des simulations PARMELA et d'une intégration numérique des équations du mouvement.

4.2 Simulations numériques

Dans les simulations que j'ai effectuées, j'ai été principalement intéressé par la longueur rms et par l'émittance transverse rms du paquet d'électrons. La comparaison entre les trois méthodes utilisées pour générer des paquets courts que je vais dresser dans cette section s'appuiera donc sur ces deux paramètres. Une attention particulière a aussi été portée à la création d'un faisceau longitudinalement modulé constitué de paquets courts.

La longueur rms du faisceau

Concernant la longueur rms du faisceau, j'ai montré que l'utilisation d'une impulsion laser courte (< 100 fs rms) directement dans un canon RF s'est avérée limitée pour la génération de paquets d'électrons très courts (< 100 fs rms). Cette limitation est due à l'effet très important des forces de charge d'espace, juste après l'émission du paquet de la photocathode, qui font exploser le paquet et empêchent de traduire la durée de l'impulsion laser en durée du paquet d'électrons. En effet, avec une impulsion laser de 50 fs rms, la longueur rms du paquet ne peut pas être amenée en dessous de 100 fs à la sortie d'un booster situé 30 cm après la photocathode et permettant d'augmenter l'énergie moyenne du faisceau jusqu'à 20 MeV. C'est le cas même quand la charge du paquet est très faible (1 pC), et quand une mise en forme de l'impulsion laser (dite 3D ellipsoïde) est réalisée pour minimiser l'effet des forces de charge d'espace. Une valeur de 109 fs rms est atteinte, à la sortie du booster, pour un paquet d'électrons de 1 pC généré par une impulsion laser 3D ellipsoïde de 50 fs rms.

J'ai montré que les méthodes de compression magnétique et de velocity bunching ont une capacité à générer des paquets d'électrons avec des longueurs bien plus courtes et des charges

bien plus fortes. La raison est que la compression est réalisée sur un paquet d'électrons plus long et déjà accéléré, ce qui permet de réduire l'effet des forces de charge d'espace et donc d'atteindre des longueurs de paquet plus courtes. La technique du velocity bunching s'est en effet révélée capable de produire des paquets d'électrons avec une longueur rms de 19.4 fs pour une charge de 10 pC et de 31.8 fs pour une charge de 50 pC. Elle a également montré sa capacité à produire des paquets courts d'électrons fortement chargés, puisque 115 fs rms ont été atteints pour une charge de 250 pC sans totalement optimiser le processus de compression. La compression magnétique peut facilement produire des paquets d'électrons de 100 fs rms avec une charge de 100 pC et une énergie moyenne inférieure à 20 MeV. Cela n'a pas été montré dans ma thèse, car cela ne correspondait pas à l'approche choisie pour mener mon étude³, mais la compression magnétique peut bien sur être utilisée des longueurs rms de paquet plus courtes. Par exemple, 45 fs rms sont atteignables pour un paquet d'électrons de 16.2 MeV et 100 pC, en partant d'une impulsion laser 3D gaussienne de 1 ps rms, quand la phase RF du canon est fixée à -20° et celle du booster à -45° (0° dénotant la phase RF permettant un gain d'énergie maximal).

L'émittance transverse rms du faisceau

Concernant l'émittance transverse rms du paquet, j'ai montré que chacune des trois méthodes possède des caractéristiques qui peuvent la détériorer dans différentes conditions. Pour chacune des trois méthodes, l'émittance transverse rms du paquet n'est également pas optimisée dans les mêmes conditions que la longueur du paquet. Dans mon étude, j'ai principalement optimisé la longueur rms du paquet d'électrons. Il est donc difficile de dresser une comparaison directe des émittances transverses rms du paquet atteintes entre les trois méthodes. Je me suis donc contenté d'étudier individuellement pour chacune des méthodes les mécanismes dégradant l'émittance transverse du paquet.

L'utilisation d'une impulsion laser courte dans un canon RF peut fortement dégrader l'émittance transverse rms à cause l'effet important des forces de charge d'espace juste après l'émission du paquet de la photocathode. Par exemple, elle peut augmenter jusqu'à 5π .mm.mrad pour un paquet d'électrons de 100 pC généré par une impulsion laser 3D gaussienne. Cette limitation peut être surmontée soit en diminuant la charge du paquet, l'émittance transverse rms tombant à 0.88π .mm.mrad pour une charge de 1 pC, soit en utilisant une mise en forme du laser réduisant l'effet des forces de charge d'espace en les linéarisant, l'émittance transverse rms tombant à 1.53π .mm.mrad pour un paquet d'électrons de 100 pC généré par une impulsion laser 3D ellipsoïde. Une autre limitation est que la longueur rms du paquet est optimisée pour un grand rayon transverse de l'impulsion laser générant le paquet, entre 1.2 mm rms et 1.4 mm rms pour un paquet de 100 pC selon la mise en forme du laser. Cela implique une augmentation de l'émittance transverse thermique, qui est la valeur minimale ultime que peut atteindre l'émittance transverse du faisceau.

J'ai montré que l'émittance transverse peut être détériorée durant le processus de compression magnétique par l'émission de rayonnement synchrotron (cohérent et incohérent) par le paquet et par l'interaction du paquet avec ce rayonnement. Cette effet peut être fortement diminué si le paquet a une forte corrélation énergie/temps (chirp) à l'entrée de la structure magnétique. Dans ce cas, l'énergie moyenne du paquet et la force magnétique requise pour le comprimer décroissent impliquant une diminution de l'émission de rayonnement synchrotron. Ce chirp peut être créé et contrôlé en utilisant une phase RF de booster de celle maximisant le

3. L'approche choisie était de fixer la longueur finale rms du paquet à 100 fs et d'étudier dans quelles conditions l'émittance transverse du paquet n'était pas détériorée.

gain en énergie. L'émittance transverse rms du paquet après compression est alors presque la même qu'à l'entrée de la chicane. La valeur typique atteinte, qui peut être améliorée en utilisant une mise en forme différente de l'impulsion laser générant le faisceau, est de $2.7 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ pour un paquet d'électrons de 100 pC et 100 fs rms généré par une impulsion laser 3D gaussienne de 1 ps rms. Cela est bien plus faible que lorsqu'il est directement généré par un canon RF, car l'effet des forces de charge d'espace juste après l'émission de la cathode est plus faible du fait du laser plus long.

La compression d'un paquet d'électrons par la technique de velocity bunching peut être accompagnée par une dégradation conséquente de son émittance transverse rms, si le processus de compensation d'émittance n'est pas réalisé correctement dans la section compressant le faisceau. C'est le cas quand le courant injecté dans les solénoïdes situés à la sortie du canon RF et autour de la section accélératrice compressant le faisceau n'ont pas les bonnes valeurs. Par exemple, l'émittance transverse du paquet peut être doublée entre l'entrée et la sortie de la section accélératrice si le processus de compensation d'émittance n'est pas bien réalisé. A l'inverse, elle peut ne pas augmenter du tout lorsqu'il est correctement réalisé. Une autre limitation est que la longueur rms du paquet obtenue par le processus de velocity bunching est optimisée pour un grand rayon transverse du laser générant le paquet, entre 3 mm et 4 mm. Cela implique une augmentation inévitable de l'émittance thermique, et donc de l'émittance transverse ultime atteignable pour le paquet. Par exemple, une valeur rms de $1.72 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ est obtenue pour un paquet d'électrons de 50 pC et 77 fs rms généré par une impulsion laser de 2.5 ps rms et 0.6 mm de rayon transverse. Elle augmente jusqu'à $6.82 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ pour un paquet d'électrons de 50 pC et 32 fs rms généré par une impulsion laser de 1 ps rms et 4 mm de rayon transverse.

Le cas d'un faisceau longitudinalement modulé

Un dernier point important consiste en la génération d'un faisceau d'électrons longitudinalement modulé constitué de paquets courts. J'ai montré dans mes simulations que la conservation de la modulation longitudinale du faisceau durant le processus de compression magnétique est très compliquée et requiert un ajustement très précis de la forme de l'espace des phases longitudinal du faisceau à l'entrée de la chicane magnétique, cela dans le but de compenser les non-linéarités introduites par la chicane durant le processus de compression. Dans mes simulations, la compression recherchée était seulement d'un facteur quatre et seulement pour un train de cinq paquets. La difficulté augmentera avec le nombre de paquets et le facteur de compression souhaité. La compression d'un faisceau d'électrons longitudinalement modulé via la technique de velocity bunching n'a pas été testée dans le cadre de ma thèse. Cependant, comme la technique de compression magnétique, le velocity bunching utilise la corrélation énergie/temps pour compresser le faisceau. De par le fait, un ajustement très précis de la forme de l'espace des phases longitudinal du faisceau à l'entrée de la section accélératrice utilisée pour réaliser la compression par velocity bunching est également nécessaire pour préserver la modulation longitudinale du faisceau durant sa compression.

Mes simulations ont montré qu'il est nettement préférable, pour générer un faisceau d'électrons longitudinalement modulé composé de paquets courts, d'injecter directement une impulsion laser longitudinalement modulée composée de paquets courts dans un canon RF que de compresser un train de paquets plus longs. En effet, mes simulations ont montré que les paramètres initiaux (l'espacement entre les paquets et la longueur rms des paquets) d'un faisceau longitudinalement modulé composé de treize paquets peut être préservée à la sortie d'un canon RF, à mieux que 15% pour une charge totale de 20 pC et à mieux que 20% pour une charge totale de 200 pC, par un simple ajustement de la phase RF de ce canon. Les fluctuations rela-

tives sur l'espace et la longueur des paquets composant le faisceau sont également moins importantes que lors de la compression magnétique d'un paquet modulé.